PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 19 — 1. Oktober 1934. Redaktionsschluß für Nr. 21 am 14. Oktober 1934. — 35. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Spiller, Einfluß der Streuung verschiedenartiger Sensitometerkeile auf ihre Kopiereigenschaften. S. 753.

W. Ramm, Die Feinstruktur der Rayleighstrahlung von Flüssigkeiten. Mit Tafel X. S. 756.

R. Glocker, Die Energieverteilung im Inneren eines von schnellen Kathodenstrahlen durchsetzten festen Körpers. S. 774.

E. Regener und G. Pfotzer, Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit dem Zählrohr. S. 779.

E. Regener und R. Auer, Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit offenen Ionisationskammern. S. 784.

E. Regener und V. H. Regener, Aufnahmen des ultravioletten Sonnenspektrums in der Stratosphäre und vertikale Ozonverteilung. S. 788.

H. Hoerlin, Gebirgsmessungen der Ultrastrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. S. 793.

A. Krebs, Über die Messung radioaktiver Niederschläge mit Hilfe von Spitzenzähler und Zählrohr. S. 796.

Nachrichten. S. 800.

ABHANDLUNGEN.

Einfluß der Streuung verschiedenartiger Sensitometerkeile auf ihre Kopiereigenschaften.

Von E. Spiller.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

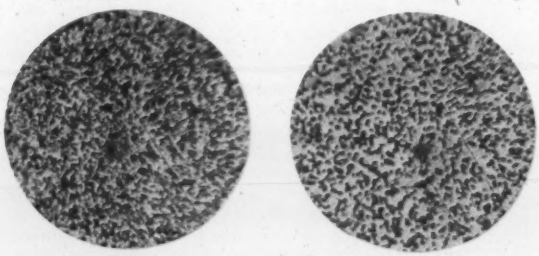
Im Gegensatz zu dem bisher üblichen Verfahren zur Bestimmung der Lichtempfindlichkeit von Negativ-Material (Bewertung in Scheinergraden), das eine Zeitskala verwendet, benutzt das neue Din-Verfahren einen in bezug auf seine Schwärzung genormten, neutralen Stufenkeil. Gegen die Verwendung eines Keiles wurden Einwendungen gemacht: die verschiedene Streuung verschiedenartiger Keile sollte das Meßergebnis fälschen, und zwar sollte es photographisch nicht gleichgültig sein, ob die Schwärzung der Kopie durch gerichtetes oder diffus auffallendes Licht verursacht wird. Die nachfolgend beschriebenen Versuche an zwei Keilen verschiedener Struktur beweisen, daß zwar ein — innerhalb der Toleranz der DIN-Gradbestimmung liegender — Unterschied in der Kopierschwärzung festzustellen ist, dieser Unterschied jedoch nicht durch die Art des auffallenden Lichtes (gerichtet oder diffus), sondern durch eine Änderung der spektralen Gesamtdurchlässigkeit des Keiles im ultravioletten Teil des Spektrums ($\lambda = 365\ m\mu$) hervorgerufen wird.

Vom Deutschen Normenausschuß ist im Januar d. J. unter DIN 4512 ein Normenblatt für die Bestimmung der Lichtempfindlichkeit von Negativmaterial für bildmäßige Aufnahmen herausgebracht worden. Mit der im Normenblatt beschriebenen Meßeinrichtung kann die Lichtmenge bestimmt werden, die notwendig ist, um eine bestimmte Schwärzung der Platte zu erzielen, und zwar soll für die Bewertung des Negativmaterials die Belichtung maßgebend sein, bei der eine Schwärzung 0,1 über dem Schleier erreicht ist. Die Belichtung ist durch die Lampe — ihre Entfernung, ihre Lichtstärke, ihre Farbtemperatur — durch die Zusammensetzung des Flüssigkeitsfilters, die Belichtungsdauer und durch den Stufenkeil, der im Kontakt mit der Probe benutzt wird, ausreichend definiert. Der zur Lichtschwächung dienende Stufenkeil enthält 30 Stufen, wobei die Abstufung der Schwärzung — Brigg.-Log. des reziproken Werts der Gesamtdurchlässigkeit — 0,10 beträgt. Es entspricht also einer Schwärzung 0,1 über dem Schleier eine bestimmte Stufe des Stufenkeils. Diese so ermittelte Stufenzahl dient als Maßzahl für die Empfindlichkeit des Materials und wird als „Grad DIN" bezeichnet (z. B. $^{13}/_{10}°$ DIN). Die Empfindlichkeit eines sachgemäß gelagerten Negativmaterials darf innerhalb der auf der Packung angegebenen Garantiezeit um höchstens $^{3}/_{10}°$ DIN kleiner sein.

Als Abweichung vom Nennwert der einzelnen Keilstufen wird eine Schwärzung von $\pm 0{,}03$ zugelassen. Bei einigen Firmen ist die Technik der Herstellung von Stufenkeilen soweit fortgeschritten, daß diese Abweichungen innegehalten werden können. Die Genauigkeit der Schwärzungsmessung kann mit $\pm 0{,}01$ bis zu einer

Schwärzung 3 angegeben werden. Der Schwärzungswert wird errechnet aus dem Meßergebnis der Gesamtdurchlässigkeit. Durch Anwendung einer objektiven Meßmethode — Cäsiumphotozelle und Verstärkereinrichtung — ist es auch möglich, die Bestimmung der Gesamtdurchlässigkeit bis zur Stufe 20 (Schwärzung 2) im Spektral zerlegtem Licht für einen Wellenlängenbereich von 750 bis 500 mμ vorzunehmen. Man erhält hierbei einen Überblick über die Neutralität des Stufenkeils. Die Meßgenauigkeit beträgt etwa ± 0,05.

In dem Normenblatt ist nichts über die Struktur des zur Lichtschwächung benutzten Stufenkeils ausgesagt. Es könnte nun sein, daß zwei Keile verschiedener Struktur, die zwar in dem Spektralbereich von 750 bis 500 mμ als neutral bezeichnet werden, mit einer Stufe gleicher Schwärzung — visuell gemessen mit weißem Licht — eine verschiedene Schwärzung der Kopie hervorrufen. Die nachfolgenden Versuche zur Klärung dieser Frage wurden mit zwei Keilen verschiedener Herkunft und Struktur durchgeführt. Keil 1_{gr} ist ein feinkörniger Graphitkeil, Keil 2_{ph} ist ein grobkörniger photographischer Keil. Der Absolutbetrag der Streuung ist bei dem photographischen Keil größer. Die Abb. 1 zeigt die mikrophotographische Aufnahme der beiden Keile bei der Stufe 2 (Vergrößerung etwa 300fach).



Keil 1. Keil 2.

Abb. 1.

In der Tabelle I findet sich eine Zusammenstellung der Schwärzungswerte für verschiedene Stufen der beiden Keile für weißes Licht.

Tabelle I.

Stufe	5	10	15	20	25
Schwärzung Keil 1_{gr}	0,503	1,000	1,492	2,004	2,496
Schwärzung Keil 2_{ph}	0,480	0,991	1,536	2,031	2,514

Eine Zusammenstellung der Schwärzungswerte für die Stufe 10 im spektral zerlegten Licht zeigt Tabelle II.

Tabelle II.

λ in mμ	750	700	650	600	550	500
Schwärzung für Stufe 10 Keil 1_{gr}	0,94	0,97	0,99	1,01	1,04	1,10
Schwärzung für Stufe 10 Keil 2_{ph}	1,03	1,01	0,99	0,96	0,97	0,97

Bei den Versuchen über die Kopiereigenschaften der beiden Keile wurden diese gleichzeitig auf Perutz-Perortoplatten kopiert. Als Lichtquelle diente eine Opalglaslampe. Die Pinselentwicklung mit Metholhydrochinon wurde zwei Minuten lang durchgeführt. Die Auswertung ergab auf allen sechs Versuchsplatten für die Kopie des Keils 1_{gr} niedrigere Schwärzungswerte gegenüber denen des Keils 2_{ph}. In Abb. 2 sind (für die Versuchsplatte 5) die zu den Schwärzungen der Originalkeile gehörigen Schwärzungen der Kopie eingetragen. Der Unterschied in der Schwärzung beträgt bis zu 0,1. So gibt z. B. die Auswertung der Stufe 20 für Keil 1_{gr} eine Schwärzung der Kopie von 0,67, für Keil 2_{ph} eine Schwärzung von 0,76. Der durch die Inhomogenität der Platte hervorgerufene Fehler des Schwärzungswertes wird bei einer einzelnen Messung auf ± 0,03 geschätzt. Es zeigt sich also bei Belichtung mit weißem Licht eine Verschiedenheit der Kopiereigenschaften der beiden Keile. Es wurde nun die Belichtung mit monochromatischem Licht vorgenommen und dabei von folgender Annahme ausgegangen: grobkörnige Emulsionen haben eine ausgesprochene Reflexionsstreuung, feinkörnige Emulsionen dagegen eine Beugungsstreuung[1]). Die Reflexionsstreuung ist unabhängig, die Beugungsstreuung abhängig von der Wellenlänge des auffallenden Lichtes, und zwar nimmt die Streuung mit abnehmender Wellenlänge ab. Ist also das Verhältnis des direkt und diffus durchgehenden Lichtes ohne Einfluß auf die Kopieschwärzung und ist die Änderung nur durch den Einfluß der Farbe bestimmt, so ist zu erwarten, daß bei gleicher visueller Gesamtdurchlässigkeit und bei Belichtung mit monochromatischem Licht keine Unterschiede in der Kopieschwärzung auftreten, wenn Licht des sichtbaren Gebietes verwendet wird. Wird jedoch Licht des ultravioletten Teils des Spektrums benutzt, so ergibt der feinkörnige Stufenkeil eine geringere Kopieschwärzung. Die folgenden Versuche bestätigen diese Annahme. Bei Belichtung mit der Strahlung einer Natriumdampflampe zeigt die

1) Siehe auch Handb. d. wiss. u. angew. Photographie Bd. V S. 52 ff.

Auswertung der Aufnahmen (eine Zusammenstellung der Werte ist für eine Versuchsplatte 10 in Abb. 3 enthalten) nur geringe Schwärzungsunterschiede der beiden Keilkopien bei entsprechender Schwärzung der Originalkeile. Auch bei einer Messung der Schwärzung der beiden Keile bei Natriumlicht stimmen die Schwärzungswerte innerhalb der Meßfehler überein mit den Werten, die bei weißem Licht erhalten wurden. Große Unterschiede der Schwärzung der Keilkopien zeigten sich jedoch bei Belichtung mit der Strahlung einer Quarzquecksilberlampe bei der durch ein Schottsches Filter B. G. III ein Spektralbereich von 436 bis 300 mμ ausgeblendet wurde. Die wirksamen Wellenlängen der Quecksilberlampe sind 436, 404, 365, 313, 303 mμ. Hier liegen die Schwärzungswerte der Kopie des Keils 1_{gr} weit unter denen des Keils 2_{ph}. Eine Zusammenstellung dieser Werte findet sich in Abb. 4 (Werte der Versuchsplatte 19). Auch die übrigen Versuchsplatten zeigen den gleichen

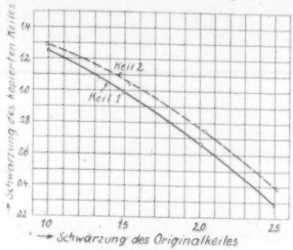


Abb. 2.

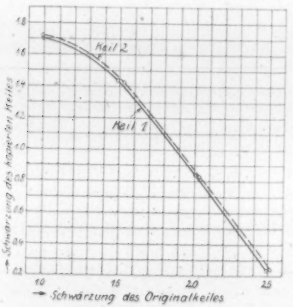


Abb. 3.

Verlauf. Die Auswertung der Originalkeile bei Quecksilberlicht mit vorgeschaltetem Filter B. G. III ließ kaum Unterschiede gegenüber den mit weißem Licht erhaltenen Werten erkennen. Die für das Auge wirksame Wellenlänge ist in diesem Falle 436 mμ. Es kann daher die photometrische Meßgenauigkeit nicht sehr groß sein. Da sich also für 436 mμ die Schwärzung der einzelnen Keilstufen gegenüber den mit weißem

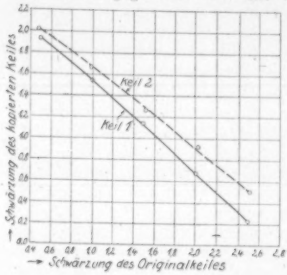


Abb. 4.

Licht erhaltenen Werten kaum unterscheidet, ein Unterschied aber in der Schwärzung der Kopien enthalten ist, so können nur die Wellenlängen 404 und besonders 365 mμ einen Einfluß ausüben. Eine photographisch-photometrische Schwärzungsmessung der Stufe 10 beider Keile bei den Wellenlängen 404 und 365 mμ zeigt deutlich den Unterschied gegenüber den Messungen bei Wellenlängen im sichtbaren Gebiet. Die Tabelle III enthält die Zahlenwerte.

Tabelle III.

λ in mμ	404	365
Schwärzung für Stufe 10 Keil 1_{gr}	1,08	1,17
Schwärzung für Stufe 10 Keil 2_{ph}	0,98	0,99

Da die photographische Platte gegenüber dem menschlichen Auge für Strahlung dieses Spektralbereiches sehr empfindlich ist, müssen auch bei Belichtung mit weißem Licht diese Unterschiede der Kopieschwärzungen auftreten. Die Streuung des feinkörnigen Graphitkeils nimmt gegenüber der Streuung des photographischen Keils mit abnehmender Wellenlänge ab, die Schwärzung des Graphitkeils also zu. Die Schwärzung der Kopie einer bestimmten Stufe

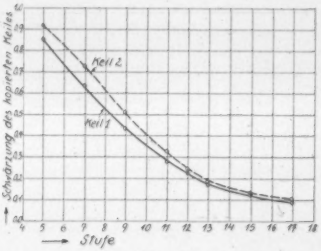


Abb. 5.

muß also für den Graphitkeil kleiner sein gegenüber der des photographischen Keils.

Es fragt sich nun, welchen Einfluß dieser Unterschied der Kopieschwärzung auf die Bestimmung des DIN-Grades eines Negativmaterials hat. Zu diesem Zwecke wurde mit der im Normblatt beschriebenen Einrichtung der DIN-Grad der Perutz-Perortoplatte bestimmt. Die Auswertung der Keilkopien für eine Entwicklungszeit von 5 Minuten ist in Abb. 5 enthalten. Der Plattenschleier liegt bei einer Schwärzung 0,09. Eine Schwärzung 0,1 über dem Schleier liegt bei beiden Keilen in der Nähe der Stufe 13. Der Fehler bei der Bestimmung des DIN-Grades bei Verwendung der beiden Stufenkeile mit verschiedener Struktur macht keine halbe Stufe aus. Selbst bei größeren Schwärzungen oberhalb des Schleiers beträgt der Unterschied maximal eine Stufe. Da in der Normung eine Toleranz von drei Stufen vorgesehen ist, liegt der Unterschied bei einer Schwärzung 0,1 über dem Schleier innerhalb der Toleranz. Beide Keile sind also trotz der verschiedenen Struktur als Normalkeile, wenn sie den übrigen Bedingungen entsprechen, zulässig.

Anschließend wurden beide Keile noch einmal in der DIN-Apparatur unter Vorschaltung eines Schottschen Gelbfilters G. G. 3 untersucht. Dieses Filter zeigt einen starken Abfall der Durchlässigkeit bei $\lambda = 370\ m\mu$. Der ultraviolette Teil des Spektrums wird vollständig abgeschnitten. Die Durchlässigkeit bei $\lambda = 365\ m\mu$ beträgt etwa 5 Proz. Wie zu erwarten, zeigte sich bei beiden Keilkopien der gleiche Schwärzungsanstieg.

Ähnliche Untersuchungen im roten und ultraroten Teil des Spektrums sind bereits durchgeführt. Es wird auf die Arbeit von R. Mecke, O. Vierling und A. Zobel[1]) verwiesen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß mit zwei Keilen gleicher Schwärzung, jedoch verschiedener Struktur eine verschiedene Kopierschwärzung erzeugt wird. Der Unterschied der Schwärzung wird hervorgerufen durch die Änderung der spektralen Durchlässigkeit des feinkörnigen Keiles im ultravioletten Teil des Spektrums ($\lambda = 365\ m\mu$). Die Streuung des feinkörnigen Keiles ist eine von der Wellenlänge abhängige Beugungsstreuung im Gegensatz zur Reflexionsstreuung des grobkörnigen Keiles. Bei den benutzten Stufenkeilen (Graphit- und photographischer Keil) liegen die Schwärzungsunterschiede innerhalb der Toleranz der DIN-Gradbestimmung.

1) R. Mecke, O. Vierling und A. Zobel, „Die Rot- und Ultrarotdurchlässigkeiten von Graufiltern der Sensitometrie", Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 270–273, 1934.

(Eingegangen 16. August 1934.)

Die Feinstruktur der Rayleighstrahlung von Flüssigkeiten.

Von Wolfgang Ramm.

Mit Tafel X.

I. Einleitung.

Die Aussage der ursprünglichen Rayleighschen Theorie der Lichtzerstreuung, daß mit dem Streuprozeß keinerlei Änderung der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes verbunden sein soll, ist auch für die unverschobenen Streulinien, die man heute zur Unterscheidung von den Ramanlinien als Rayleighstrahlung bezeichnet, nicht streng gültig. Im Spektrum des von Flüssigkeiten zerstreuten Lichtes erscheinen die Rayleighlinien gegen die eingestrahlte Linie stark verbreitert; sie erstrecken sich von der Primärfrequenz, die sich in den Photometerkurven als scharfe Spitze noch deutlich abhebt, je nach der streuenden Substanz bis zu 150 cm^{-1} (bei 5000 Å etwa 40 Å) nach beiden Seiten. Die Breite der Intensitätsspitze ist im Verhältnis dazu so gering, daß man ihre Struktur nur mit dem hochauflösenden Interferenzspektroskop ermitteln kann; man findet aber auch hier in der nächsten Umgebung der eingestrahlten Frequenz keine Übereinstimmung mit der Struktur des Primärlichtes.

Die grobe Verbreiterung der Rayleighlinien wurde zuerst von Gerlach (1) genauer behandelt; später haben Weiler (2) und Rousset (3) ihren Zusammenhang mit der Anisotropie der Flüssigkeitsmoleküle erwiesen und versucht, den Intensitätsverlauf theoretisch zu erklären. Die experimentellen Ergebnisse stimmen hier gut miteinander überein. Die Feinstruktur der Intensitätsspitze wurde dagegen von den Autoren, die sie mit Interferenzapparaten untersucht haben, sehr verschieden angegeben. Drei zunächst unvereinbare Behauptungen standen sich hier gegenüber. Cabannes (4) und seine Mitarbeiter verwendeten das Perot-Fabry-Etalon und fanden bei Streuung an verschiedenen Flüssigkeiten unter einem Streuwinkel von 90° eine Rotverschiebung der Primärlinie um 0,01 bis 0,03 Å bei gleichzeitiger Verbreiterung bis auf 0,10 Å (bei 4358 Å). Vacher (5) zeigte später, daß Rotverschiebung und Verbreiterung mit wachsendem Streuwinkel zunehmen. (Unter dem Streuwinkel (ϑ) wird, wie üblich, der Winkel zwischen den Strahlvektoren der einfallenden und gestreuten Welle verstanden.) Groß (6) entdeckte dagegen mit einem Stufengitter eine symmetrische Aufspaltung der Primärlinie in 3 bis 9 äquidistante Komponenten (einschließlich der unverschobenen Mittellinie), deren Abstand je nach der Flüssigkeit bei Streuung unter 90°

0,035 bis 0,050 Å betrug und ebenfalls mit dem Streuwinkel zunahm; eine Rotverschiebung war damit aber nicht verbunden. Die Größe der Aufspaltung und ihre Abhängigkeit vom Streuwinkel ist in Übereinstimmung mit einer theoretischen Formel, auf die noch ausführlich eingegangen wird, die aber auf jeder Seite der Mittellinie nur eine verschobene Linie erklären kann. Rafalowski (7) endlich wollte zwischen den Ergebnissen von Cabannes und Groß mit dem dritten Interferenzspektroskop, der Lummer-Gehrcke-Platte, entscheiden, fand aber weder den einen noch den anderen Effekt, sondern nur eine ganz unbedeutende Verbreiterung der Rayleighlinie. (Etwa von 0,04 auf 0,05 Å, die Breite der Vergleichslinie hängt natürlich schon von Lichtquelle und Interferenzapparat ab.)

Das Ziel der eigenen Untersuchung war es, diese Widersprüche möglichst zu erklären und zu versuchen, die wahre Feinstruktur der Rayleighstrahlung zu ermitteln. Da dem Leipziger Physikalischen Institut zwei Stufengitter zur Verfügung stehen, mit denen bisher keine größeren Arbeiten durchgeführt wurden, ließ sich hiermit eine eingehendere Untersuchung der Eigenschaften dieser Stufengitter verbinden. Die hier kurz geschilderten früheren Ergebnisse sind schon in einer vorläufigen Mitteilung (8) ausführlich zusammengestellt worden[1]) und werden, soweit es nötig ist, bei der Diskussion der Versuchsergebnisse noch genauer besprochen.

2. Theoretische Grundlagen.

Um die Bedeutung der bisherigen Versuche für unsere Kenntnis vom Wesen des Streuvorgangs beurteilen zu können, muß man sich fragen, wieweit sich die obigen Ergebnisse mit theoretischen Überlegungen verstehen lassen oder wieweit sie sogar schon von der Theorie gefordert wurden. Wir können uns zur Beantwortung dieser Frage nicht auf die Betrachtung von Flüssigkeiten beschränken, sondern müssen die Theorie der Lichtzerstreuung in Gasen und festen Körpern heranziehen, weil der flüssige Zustand theoretisch immer am schwersten zu behandeln ist. Experimentell läßt sich umgekehrt die Feinstruktur der Rayleighstrahlung bei Flüssigkeiten weitaus am leichtesten untersuchen, weil sie auf die Volumeneinheit bezogen wesentlich besser streuen (mehr als das 100fache) als Gase und feste Körper, und das ist bei der geringen Lichtstärke der hochauflösenden Interferenzapparate von großer Wichtigkeit.

Für die Theorie der Lichtzerstreuung in idealen Gasen ist die vollständige Unabhängigkeit der Gasmoleküle in ihrer Lage und Bewegung maßgebend. Die von den einzelnen Molekülen ausgehenden kohärenten Streuwellen haben keine festen Phasenbeziehungen zueinander, daher ist die Intensität des von N Molekülen zerstreuten Lichtes das N-fache der Streuung des Einzelmoleküls. Ihre beste Bestätigung fand diese Aussage der Rayleighschen Theorie in der Möglichkeit, die Loschmidtsche Zahl experimentell aus der Intensität des Himmelslichtes abzuleiten. Wir brauchen also im Gas bei Streuvorgängen nur das Verhalten des Einzelmoleküls zu betrachten. Zu einer uns hier interessierenden Wellenlängenänderung gibt nur der Dopplereffekt Anlaß, der bei Streuung des Lichtes an den bewegten Gasmolekülen auftreten muß; er führt zu einer Verbreiterung der Rayleighlinie, weil die fliegenden Moleküle alle Richtungen und Geschwindigkeiten haben: die Intensitätsverteilung in der Streulinie wird zu einem Abbild der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung. Die Verbreiterung nimmt übrigens mit dem Streuwinkel zu, denn der Dopplereffekt ist wie bei Reflexion am bewegten Spiegel proportional zu $\sin\frac{\vartheta}{2}$. Für Luft bei Zimmertemperatur wird die durch den Dopplereffekt verursachte Halbwertsbreite der Streulinie im sichtbaren Gebiet (5000 Å) maximal, d. h. bei $\vartheta = 180°$ etwa 0,02 Å, ist also schwer nachzuweisen, weil die durch die Eigenschaften der Lichtquelle und des Interferenzspektroskops gegebene Primärbreite meist schon größer ist.

Bei Flüssigkeiten und noch mehr bei festen Körpern versagt die Rayleighsche Streuformel, weil hier die Moleküle durchaus nicht mehr zufällig verteilt sind, sondern ganz bestimmte Abstände stark vorherrschen. Die einzelnen Streuwellen zerstören sich stark durch Interferenz, in einem idealen Kristall mit ruhenden Molekülen würde überhaupt keine kohärente Streustrahlung mehr möglich sein. Eine Berechnung der Streuintensität, bei der die Einzelmoleküle als Streuzentren betrachtet werden, ist unter diesen Umständen nicht leicht, sie ist aber auch nicht nötig, weil die Schwankungstheorie von Smoluchowski (9) und Einstein (10) die Streuintensitäten bei Flüssigkeiten und festen Körpern mit geringer Rechnung sehr gut darstellt. Die in jeder Substanz auftretenden spontanen Dichteschwankungen der Wärmebewegung (Brownsche Bewegung) bedingen kleine Änderungen der Dielektrizitätskonstanten und damit des Brechungsindex; die Streuung des Lichtes an den so entstehenden optischen Schlieren wird nach der Maxwellschen Kontinuumstheorie berechnet. Die Bedeutung des Einzelmoleküls tritt bei dieser Betrachtungsweise sehr in den Hintergrund.

1) Siehe auch Kohlrausch, Der Smekal-Ramaneffekt, S. 70f.

Für die spektrale Struktur der Streustrahlung ergeben sich daraus zunächst keine neuen Gesichtspunkte; das wird aber anders, wenn wir, wie das zuerst Brillouin (11) getan hat, die Debyeschen elastischen Wärmewellen in die Theorie einführen. Einstein betrachtet in seiner Theorie die Dichteschwankungen in benachbarten Volumenelementen als vollständig unabhängig, wir wissen aber aus der Debyeschen (12) Theorie der spezifischen Wärme, daß, wenigstens im Falle des festen Körpers auch bei der thermischen Bewegung auf die gegenseitige Koppelung der Atome geachtet werden muß. Wir haben im Sinne dieser Theorie die Dichteschwankungen darzustellen durch Überlagerung von $3N$ elastischen Wellen der verschiedensten Richtungen und Frequenzen, die sich mit Schallgeschwindigkeit in der Substanz ausbreiten.

Um das Streulicht, das von einer dieser Wellen mit gegebener Richtung und Wellenlänge verursacht wird, zu finden, muß man die durch die Welle hervorgerufene Änderung der Dielektrizitätskonstanten in den Maxwellschen Gleichungen als kleine Störung betrachten und erhält dann durch Integration der dieser Störung entsprechenden Stromdichte über das betrachtete Volumen den elektrischen Vektor des Streufeldes. Hierbei tritt natürlich unter dem Integral noch ein Retardierungsfaktor auf, der aber in diesem Falle nicht nur von der Lichtgeschwindigkeit, sondern auch von der Schallgeschwindigkeit abhängt, weil sich die streuenden Schlieren selbst mit dieser Geschwindigkeit bewegen[1]). Es zeigt sich nun, daß das Integral nur dann einen merklichen Wert annimmt, wenn die Richtung der Wärmewelle senkrecht steht auf der inneren Winkelhalbierenden des Winkels ϑ und außerdem zwischen der Schallwellenlänge Λ und der Lichtwellenlänge λ (in dem betreffenden Medium) die Beziehung besteht[1]):

$$2\,\Lambda \sin\frac{\vartheta}{2} = \lambda\,. \tag{1}$$

Das heißt anschaulich: Von all den elastischen Wellen verschiedener Richtung und Frequenz, aus denen die Dichteschwankung in der Substanz aufgebaut wird, sind nur diejenigen für die Streuung des Lichtes unter dem Winkel ϑ verantwortlich, an deren Wellenebenen das Licht als regulär reflektiert betrachtet werden kann und deren Wellenlänge so zu der Lichtwellenlänge paßt, daß sich die an den Ebenen gleicher Wärmewellenphase (Abstand Λ) reflektierten Lichtwellen durch Interferenz verstärken. Gleichung (1) entspricht also der Braggschen Bedingung für die Reflexion von Röntgenstrahlen in Kristallen, nur fehlt hier auf der rechten Seite der Faktor n, d. h. es gibt keine Reflexionen höherer Ordnung. Das liegt daran, daß die Dichte in den Schallwellen sinusförmig verteilt ist im Gegensatz zu der mehr diskreten Verteilung der Elektronen in den Kristallgitterebenen, die Fourierentwicklung der Dichte beschränkt sich im Falle der Schallwelle auf ihr erstes Glied.

Da nun die durch (1) ausgewählten Wellen in der Frequenz

$$\Omega = \frac{v}{\Lambda} \tag{2}$$

schwingen (v = Schallgeschwindigkeit), muß sich auch die Amplitude des gestreuten Lichtes in dieser Frequenz ändern. Die Frequenz Ω der Schallwelle wird also der Lichtfrequenz ν überlagert und ν spaltet auf in das Dublett $\nu+\Omega$, $\nu-\Omega$ ($\cos\Omega t\cos\nu t = \frac{1}{2}\cos(\nu+\Omega)t + \frac{1}{2}\cos(\nu-\Omega)t$). Wegen (1) und (2) wird

$$\Omega = d\nu = \frac{2\,v\sin\frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$$

und wenn wir noch den Brechungsindex des Mediums einführen ($\lambda = c/n\cdot\nu$) erhalten wir

$$\frac{d\nu}{\nu} = \frac{d\lambda}{\lambda} = \pm\,2\,\frac{v}{c/n}\sin\frac{\vartheta}{2} \tag{3}$$

als relative Verschiebung für die beiden Linien des Dubletts.

Die Art der Ableitung erinnert an die klassische Theorie des Ramaneffektes von Cabannes und Rocard (15), nach der die Ramanfrequenz durch Schwebung zwischen der Lichtfrequenz und der Eigenfrequenz des Moleküls oder Kontinuums (im Falle des festen Körpers) ent-

1) Siehe die Ableitung bei Debye, Physik. Zeitschr. **33**, 849, 1932. Es mag in diesem Zusammenhang erwähnt werden, daß für die Versuche von Debye u. Sears (13) bzw. Lucas u. Biquard (14), bei denen Beugungserscheinungen durch eine künstliche Schallwelle hervorgerufen werden, nicht wie hier die spektrale Änderung des gestreuten Lichtes von Wichtigkeit ist. Doch sollen sich die Frequenzen benachbarter Beugungsbilder um die Schallfrequenz Ω unterscheiden; ein Nachweis dieses Effektes ist aber noch viel schwieriger als im Falle der Wärmewellen, weil die höchsten Frequenzen der Ultraschallwellen (10^7 Hertz) noch mehr als 100mal kleiner sind als die durch die Braggbedingung ausgewählten Wärmefrequenzen (S. 758). Der Wellenlängenunterschied des Lichtes der einzelnen Beugungsbilder wird also außerordentlich klein (0,001 Å), doch konnte neuerdings auch die Existenz dieses Effektes mit Hilfe einer besonders für diesen Zweck erdachten Methode nachgewiesen werden (Debye, Sack u. Coulon, C. R. **198**, 932, 1934).

1) Siehe Anhang.

steht. Von Mandelstam, Landsberg und Leontowitsch (16) wurde daher die durch (3) definierte Verschiebung sofort als Ramaneffekt aufgefaßt. Die Eigenschwingungen des festen Körpers lassen sich einteilen in die akustisch-elastischen und die Reststrahlfrequenzen; während aber die Frequenzen des akustisch-elastischen Zweiges nach (2) von der Wellenlänge abhängen und daher wegen (1) zu einer Aufspaltung im Sinne der Formel (3) führen, sind die größeren Reststrahlfrequenzen fast unabhängig von der Wellenlänge und liefern so den eigentlichen, nicht winkelabhängigen Ramaneffekt.

Endlich können wir aber die Wellenlängenänderung der Formel (3) auch als Dopplereffekt verstehen, denn Gleichung (3) stimmt ja vollständig überein mit der Formel für den Dopplereffekt an einem mit der Geschwindigkeit v bewegten Spiegel. Die Rolle des Spiegels übernehmen hier die Wärmewellen, die sich mit Schallgeschwindigkeit in den beiden um 180° verschiedenen Richtungen bewegen, für die das Reflexionsgesetz erfüllt ist. Es sieht einen Augenblick so aus, als wäre bei dieser Auffassung die Auswahl einer bestimmten Schallwellenlänge nach (1) unnötig, weil ja in (3) nur die Schallgeschwindigkeit v eingeht und alle elastischen Wellen unabhängig von ihrer Wellenlänge sich mit dieser Geschwindigkeit fortpflanzen. In Wahrheit ist ja aber Gleichung (1) erst die Bedingung dafür, daß wir überhaupt von der regulären Reflexion des Lichtes an Schallwellen passender Richtung reden können.

Tamm (17) und Raman (18) haben auch versucht, die Formel (3) ähnlich wie den gewöhnlichen Dopplereffekt oder den Comptoneffekt aus der extremen Lichtquantentheorie abzuleiten. Man muß hier in bekannter Weise Energie- und Impulssatz für den Zusammenstoß eines elastischen Quants $h\Omega$ mit dem Lichtquant $h\nu$ aufstellen, erhält aber die Formel (3) nur, wenn man annimmt, daß bei jedem Zusammenstoß ein elastisches Quant vernichtet oder gebildet wird.

Unsere Betrachtungen bezogen sich bisher hauptsächlich auf feste Körper, weil für sie die Brauchbarkeit der Wärmewellenvorstellung durch den Verlauf der spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen experimentell am besten erwiesen ist. Für Flüssigkeiten kann man keine sicheren Voraussagen machen, doch wird man annehmen, daß auch bei ihnen zwischen den Wärmebewegungen benachbarter Moleküle noch ähnliche Korrelationen bestehen wie im festen Körper, und daß man diese Koppelung wieder durch Einführung von Schallwellen beschreiben kann. Formel (3) würde dann auch für Flüssigkeiten richtig bleiben.

Für die spätere Diskussion der Versuchsergebnisse ist die Frage wichtig, ob zwischen den Linien des durch (3) definierten Dubletts auch die unverschobene Primärlinie auftreten sollte. Nun liegen die Verhältnisse insofern komplizierter, als für die Streuung in einer Flüssigkeit nicht nur die Dichteschwankungen verantwortlich zu machen sind. Bei allen molekular anisotropen Substanzen sind auch die Orientierungsschwankungen (verschiedene und veränderliche Einstellung der Polarisierbarkeitstensoren der einzelnen Moleküle) bei der Lichtstreuung wirksam. Auch werden sich die Rotationsramaneffekte in der Umgebung der eingestrahlten Frequenz bemerkbar machen. Die beiden eben genannten Erscheinungen stehen sogar in einer engen Beziehung zueinander. Denn bei fehlender Anisotropie ist mit der Rotation keine Änderung der Polarisierbarkeit verbunden und wir erhalten keinen Rotationsramaneffekt. Umgekehrt ist nach neueren Rechnungen anzunehmen, daß der Einfluß der Orientierungsschwankungen auf die Streuung, der vor Entdeckung des Ramaneffektes nur durch den Gesamtdepolarisationsgrad des Streulichtes bestimmt wurde, wenigstens zu einem großen Teil in den mit veränderter Wellenlänge gestreuten Rotationslinien zum Ausdruck kommt.

Manneback (29) und Placzek und Teller (19) haben nämlich durch Rechnungen für Gase (unbeeinflußte Moleküle) gezeigt, daß die Rotationslinien, die bei größerem Trägheitsmoment nur als unaufgelöste Flügel der Rayleighlinie erscheinen, sehr stark depolarisiert sind (bei natürlichem einfallenden Licht $\varrho = \frac{6}{7}$), während die Mitte der Rayleighlinie nur ganz geringe Depolarisation haben soll. Der Gesamtdepolarisationsgrad ergibt sich bei gegebener Anisotropie ebenso groß wie in der klassischen Theorie, ist aber jetzt nur ein Mittelwert aus den Werten für die Mitte und die Flügel. Bei Flüssigkeiten hat man außer bei flüssigem Wasserstoff nie diskrete Rotationslinien gefunden, dafür tritt bei ihnen die S. 756 erwähnte Verbreiterung der Rayleighlinie auf. Weiler und Rousset haben festgestellt, daß die Intensität dieser Verbreiterung ungefähr der Anisotropie der Flüssigkeitsmoleküle proportional ist, der Depolarisationsgrad ergibt sich nach Rousset ziemlich genau zu $\frac{6}{7}$. Der Intensitätsverlauf entspricht zwar nicht vollkommen demjenigen, den man bei einer Verschmierung der Rotationsstruktur erwarten würde; berücksichtigt man aber die Behinderung der Rotation in der Flüssigkeit durch Zusammenstöße und die Wirkung der inneren Felder, so lassen sich die Abweichungen von dem für Gase gültigen Intensitätsverlauf wohl erklären (Weiler, Rousset).

Während so der größere Teil der Anisotropiestrahlung in den kontinuierlichen Flügeln der Rayleighlinie konzentriert ist, muß nach Manneback und Placzek und Teller auch ein Teil der inkohärenten Strahlung streng mit der Primärfrequenz zusammenfallen, weil er Übergängen zwischen entarteten Zuständen entspricht. Hierin könnte vielleicht wenigstens eine Ursache für das Auftreten einer diskreten Mittellinie liegen, denn die nach der Wärmewellentheorie verschobenen Linien können nur die kohärente Streustrahlung in sich vereinigen. Eine andere Erklärung für die Mittellinie ist neuerdings von Landau und Placzek (30) gegeben worden. Nach einer vorläufigen Mitteilung dieser Autoren soll nämlich schon der Bruchteil $\frac{c_p - c_v}{c_p}$ des kohärenten (Dichteschwankungs-) Anteils der Streustrahlung in der Mittellinie enthalten sein und nur der Rest $\frac{c_v}{c_p}$ in den beiden verschobenen Linien. Die theoretische Begründung dieser Beziehung ist bisher noch nicht erschienen.

Eine exakte theoretische Ableitung des Intensitätsverlaufs in der gesamten Rayleighlinie (einschließlich Verbreiterung) für eine individuelle Flüssigkeit ist heute kaum möglich, weil hier der komplizierte Wechselwirkungsmechanismus der Flüssigkeitsmoleküle (Assoziation, innere Felder usw.) von Einfluß sein wird.

Zuletzt wollen wir noch einen Blick werfen auf die Größe der von der Wärmewellentheorie geforderten Aufspaltung. Wir haben im Anfang gesehen, daß die Dopplerbreite der Rayleighlinie in einem Gas von Zimmertemperatur bei Streuung unter 180° etwa 0,02 Å beträgt. Auch die Verschiebung der Formel (3) ist für $\vartheta = 180°$ am größten, sie liegt bei Flüssigkeiten zwischen 0,04 und 0,07 Å, bei festen Körpern zwischen 0,12 und 0,25 Å (immer bei 5000 Å und für $\vartheta = 180°$). Wollte man Formel (3) auch für Gase als gültig annehmen, so ergäbe sich z. B. für Luft ein $d\lambda$ von 0,01 Å, die Aufspaltung wäre also nicht zu beobachten, weil sie in der Dopplerverbreiterung verschwinden müßte. Das liegt natürlich daran, daß bei idealen Gasen prinzipiell die mittlere Geschwindigkeit V der Gasmoleküle größer ist als die Schallgeschwindigkeit

$$\left(\overline{V^2} = \frac{3RT}{m}; \quad v^2 = \gamma \frac{RT}{m}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \leq 1{,}7 .\right)$$

Das Anwachsen der Brillouinschen Aufspaltung vom Gas zum festen Körper bringt die immer größer werdende Kopplung der Moleküle zum Ausdruck. Während man im Gas nur den individuellen Dopplereffekt zu berücksichtigen braucht, sind im festen Körper die Eigenschwingungen des Kontinuums maßgebend.

Von den in der Einleitung genannten Autoren hat vor allem Groß nach dem Wärmewelleneffekt gesucht. Die Aufspaltung, die er bei Flüssigkeiten findet, und ihre Winkelabhängigkeit stimmen befriedigend mit Formel (3) überein, nur lassen sich die von ihm gefundenen weiteren Linien theoretisch nicht vernünftig erklären. (Denn diese Linien höherer Ordnung entsprechen einem Faktor n auf der linken Seite der Gleichung (1), wo $n = 2, 3$ oder 4, für ganzzahlige $n > 1$ ist aber (1) gerade die Bedingung für vollständige Auslöschung.) Dieser Umstand und die Diskrepanz zwischen seinen und den anderen Beobachtungen machten eine weitere Untersuchung unbedingt notwendig.

3. Experimenteller Teil.

A. Die Versuchsanordnung.

Wenn man eine Aufspaltung nachweisen will, die durch Formel (3) gegeben ist, kann man das Licht nicht von allen Seiten in die Flüssigkeit einstrahlen, wie das oft bei Ramanuntersuchungen geschieht. Die Winkelabhängigkeit des Effektes macht eine Einstrahlung in bestimmter Richtung notwendig. Nun ist es aber praktisch schwer, eine große Lichtmenge in einen zu kleinen Raumwinkel zu konzentrieren, und eine große Primärintensität ist bei Untersuchung der Feinstruktur des Streulichtes wegen der Lichtschwäche der Interferenzapparate noch nötiger als bei gewöhnlichen Streuversuchen. Die Versuchsanordnung hat also eine möglichst gute Lichtausnützung mit der Einhaltung eines genügend definierten Streuwinkels zu verbinden. Diesen beiden Anforderungen genügt die Wahl des Streuwinkels ϑ zu 180°. Denn die Verschiebung $d\lambda$ ist nach (3) proportional zu $\sin\frac{\vartheta}{2}$, selbst wenn ϑ innerhalb der streuenden Flüssigkeit zwischen 180° und 150° variiert, verhalten sich die zugehörigen Wellenlängenänderungen nur wie $\sin 90° : \sin 75° = 1 : 0{,}97$. Man hat also bei $\vartheta = 180°$ einen großen Raumwinkel für die Einstrahlung zur Verfügung, ohne daß eine merkliche Verbreiterung der verschobenen Linien infolge der Winkelabhängigkeit auftreten kann. Dazu kommt der weitere Vorteil, daß die Aufspaltung bei diesem Winkel ihren größten Wert erreicht und so am leichtesten nachzuweisen ist. Dagegen ist es bei Streuung unter 180° in keiner Weise zu umgehen, daß der Hintergrund unmittelbar vom Primärlicht getroffen wird, er muß daher so schwarz und matt wie möglich gehalten werden.

Auf die Lichtstärke der Apparatur ist bei richtiger Justierung außer der Primärintensität und der Größe des streuenden Volumens nur noch das

Öffnungsverhältnis des photographischen Systems von Einfluß. Das günstigste Öffnungsverhältnis ist bestimmt durch die gegebene Öffnung der Stufengitter (40 × 40 mm) und die kleinste Brennweite, mit der man noch Bilder von brauchbarer Größe bekommt. Da zwei benachbarte Ordnungen beim Stufengitter nur um 2′ auseinanderliegen, erhält man bei einer Brennweite von 50 cm auf der Platte nur noch einen Ordnungsabstand (entsprechend 0,20 bis 0,30 Å, siehe unten) von ungefähr 0,25 mm; noch kleinere Bilder lassen sich praktisch nicht verwenden. Man kommt so zu einem Öffnungsverhältnis 1:10, durch das der Strahlengang in der Apparatur und die Dimensionen des Streugefäßes festgelegt sind.

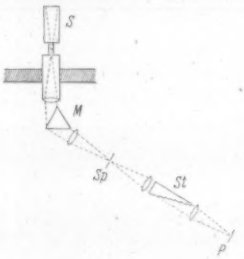


Fig. 1.

In Fig. 1 ist die Versuchsanordnung schematisch dargestellt (Strahlengang punktiert). Das Streulicht fällt aus dem Streugefäß (*S*) durch ein schmales Rohr auf den Spalt des Monochromators (*M*); das Streuspektrum wird in der Ebene des Spaltes (*Sp*) der eigentlichen Stufengitteraufstellung (*St*) scharf abgebildet. Durch Drehung des Monochromatorprismas wird die zu untersuchende Linie auf diesen Spalt gebracht und die vom Stufengitter gelieferte Interferenzerscheinung auf der Platte (*P*) photographiert. Der Lichtweg ist vom Hintergrund des Streugefäßes bis zur photographischen Platte ungefähr 3 m lang, da alle vier Linsen etwa 50 cm Brennweite haben. Die ganze Anordnung ist auf zwei verschiedene Räume verteilt. Stufengitter und Monochromator sind in dem Raum für konstante Temperatur des Instituts aufgestellt, damit sich bei langen Belichtungszeiten nicht die Interferenzstreifen infolge Temperaturänderung verschieben. Die Temperatur ändert sich in diesem Raum selbst bei mehrtägigen Aufnahmen kaum um 0,1°. Der Kollimator des Monochromators führt durch eine gut abgedichtete Öffnung in das Nebenzimmer, in dem die Streuanordnung aufgebaut ist.

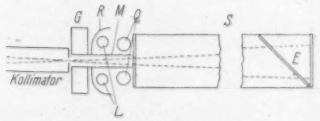


Fig. 2.

Dieser Teil der Apparatur ist in größerem Maßstabe in Fig. 2 abgebildet. Das Streugefäß (*S*) besteht aus einem mattvernickelten Messingrohr von 40 cm Länge und 60 mm Innendurchmesser, es ist auf einer optischen Bank so justiert, daß seine Achse mit der des Monochromatorkollimators zusammenfällt. Die beiden Enden sind durch aufgekittete Spiegelglasscheiben verschlossen, die Flüssigkeit läßt sich durch einen kleinen Ansatzstutzen einfüllen. Die Lichtquelle (*L*), eine Quecksilber- oder Zinkdampflampe (siehe unten B.) mit ∩-förmigem Lichtbogen sendet ihre Strahlen durch ein ebenfalls ∩-förmig gebogenes Quarzrohr (*Q*) in das Streugefäß; das Quarzrohr wird von kaltem Wasser durchflossen, um die streuende Flüssigkeit vor zu starker Erwärmung durch die Lichtquelle zu schützen, es wirkt gleichzeitig als Zylinderlinse und konzentriert die Primärstrahlung etwas in Richtung auf das Streugefäß. Hinter der Lampe ist als Reflektor (*R*) ein gebogenes hochglanzpoliertes, vernickeltes Blech angebracht, das die Primärintensität weiter erhöht. Das Streulicht fällt aus der Flüssigkeit durch ein geschwärztes Messingröhrchen (*M*) von 12 mm Durchmesser auf den Kollimatorspalt; dieses Röhrchen führt also zwischen den Schenkeln der Lampe und des Kühlrohres durch und ist so bemessen und justiert, daß das Kollimatorobjektiv vom Streulicht voll ausgeleuchtet wird. Das dem Kollimator zugewendete Ende des Röhrchens ist in ein Gefäß (*G*) eingelötet, das ebenfalls vom Kühlwasser durchströmt wird; die Umgebung der Lampe wird so vor zu starker Erhitzung bewahrt (nur bei *Zn*-Lampe wichtig) und alles direkte Licht abgeschirmt.

Die in der Figur im Streugefäß punktiert gezeichneten Linien begrenzen das kegelförmige Flüssigkeitsvolumen, aus dem das Streulicht in das Kollimatorobjektiv gelangen kann; der Öffnungswinkel dieses Kegels ist infolge der Strahlenbrechung kleiner als 1:10. Der Streuwinkel liegt an den einzelnen Stellen dieses Kegels zwischen 160° und 178°, er erreicht also noch nicht einmal die oben für die Schärfe der Aufspaltung als sehr günstig erkannte Schranke von 150°. Man sieht außerdem, daß direktes Licht von der Mantelfläche des Streugefäßes nicht in das Stufengitter gelangen kann; es ist also nur nötig, die Reflexion am Hintergrund möglichst vollkommen zu verhindern.

Zu diesem Zweck wurden zwei verschiedene Anordnungen verwendet. Bei Flüssigkeiten, deren Brechungsindex nahe mit dem des Glases zusammenfällt (Toluol, $n = 1{,}51$, Tetrachlorkohlenstoff 1,48), wurde eine Ellipse (*E*) aus dunkelrotem Glas unter 45° gegen die Achse geneigt am hinteren Ende des Streugefäßes in die Flüssigkeit gestellt. Das Glas absorbiert das Licht der bei der Streuung verwendeten Linien (*Hg* 4358, *Hg* 4047, *Zn* 4680) vollständig und kann wegen der nahen Übereinstimmung der Brechungsexponenten auch nur sehr wenig reflektieren. Regulär reflektiertes Licht kann wegen der Neigung des Glases überhaupt nicht in den Kollimator gelangen.

Ein anderer Hintergrund wurde in folgender Weise erhalten. Eine runde Messingschale (60 mm Durchmesser) mit ebenem Boden wurde innen mit einem dünnen Überzug aus Woodschem Metall versehen ($^1/_4$ mm) und dann Grammophonnadeln in das Gefäß so eingeschichtet, daß die Nadeln parallel mit der Spitze nach oben stehend die ganze Schale vollkommen ausfüllen (über 4000 Nadeln nötig). Das Woodsche Metall wurde dann durch

leichte Erwärmung zum Schmelzen gebracht und so die Nadeln mit dem Boden der Schale verlötet. Ein solcher „Nadelkörper" macht von oben gesehen einen außerordentlich schwarzen Eindruck, weil sich das auffallende Licht durch Reflexion nach hinten zwischen den Nadeln totläuft. Der Vorteil ist hier, daß die Wirkung unabhängig ist vom Brechungsindex der angrenzenden Flüssigkeit. Ganz ideal ist natürlich auch dieser Hintergrund nicht, weil die Spitzen der Nadeln und ihre Zwischenräume sich bei genau senkrechter Betrachtung noch leicht bemerkbar machen. Für die ersten Streuversuche wurde außer dem Metallgefäß auch ein ganz aus Glas bestehendes Streugefäß verwendet, bei dem das hintere Ende in bekannter Weise ausgezogen und nach oben gebogen war. Es erwies sich nicht als praktisch, weil das an der Vorderseite aufgeblasene Fenster nicht spannungsfrei in der nötigen Größe herzustellen ist und leicht zerspringt.

Ebenso störend wie das direkt reflektierte Licht ist das nichtmolekulare Streulicht, das durch in der Flüssigkeit suspendierte Staubteilchen entsteht. Um die Flüssigkeiten möglichst staubfrei zu bekommen, wurden sie nach der Destillation noch besonders durch das Schottsche Glasfilter Nr. 4 filtriert und das Streugefäß wiederholt mit schon gefilterter Flüssigkeit ausgespült. Für die letzten Versuche wurde auch das neue, sehr feine Schottfilter Nr. 5 benutzt. Absolute Staubfreiheit ist durch dieses Verfahren allerdings nicht garantiert, doch ließ sich die Methode der mehrfachen Destillation unter Luftabschluß, die sich für die Untersuchung der Intensität der Rayleighstrahlung am besten bewährt hat, wegen der Form und Größe der Streugefäße hier nicht anwenden.

B. Die Lichtquelle.

Als Lichtquelle wurden für die ersten Streuversuche Glasquecksilberlampen verwendet, die in ihren Dimensionen der Versuchsanordnung angepaßt sind. Der Brenner hat die Form eines umgekehrten U, die beiden Schenkel sind etwa zur Hälfte mit Quecksilber gefüllt, dem der Strom durch Platineinschmelzungen zugeführt wird. Der Abstand der beiden Schenkel beträgt ungefähr 45 mm; der leuchtende Halbkreis hat also einen etwas kleineren Durchmesser als das Fenster des Streugefäßes. Die Lampe brennt mit 2,8 Amp. bei 220 Volt vollkommen stabil und gibt scharfe Linien. (Lebensdauer dieser Glaslampen über 400 Brennstunden.) Das Quecksilberlicht hat aber den großen Nachteil, daß alle seine Linien eine komplizierte Hyperfeinstruktur aufweisen, die eine Untersuchung der durch die Streuung bedingten Veränderungen sehr erschwert. So hat z. B. die *Hg*-Linie 4358, die bei allen bisherigen Versuchen über die Feinstruktur des Streulichtes hauptsächlich verwendet wurde (Cabannes und Mitarbeiter, Groß, Rafalowski), Satelliten im Abstand von 0,02; 0,04; 0,10 Å, während die nach Formel (3) zu erwartenden Linien Abstände von 0,04 bis 0,07 Å von der erregenden Linie haben sollen. Da jeder Satellit bei der Streuung auch seinerseits eine Aufspaltung zeigen muß, wenn die Hauptlinie sie zeigt, ist es zu verstehen, daß sich aus den mit Hilfe der *Hg*-Lampe hergestellten Aufnahmen nur unsichere Schlüsse ziehen lassen. Es war so eine Hauptaufgabe der vorliegenden Untersuchung, Streuversuche mit einer einzelnen trabantenfreien Linie durchzuführen.

Für diese weiteren Versuche wurde eine Quarzzinklampe konstruiert, weil das Zinkspektrum helle satellitenfreie Linien im Blauen besitzt und sich infolge des relativ niedrigen Siedepunktes des Zinks (900°) noch mit erträglichen Stromstärken in einer Zinkdampflampe erzeugen läßt. Die Verwendung blauer Linien ist von Vorteil, weil

1. die Intensität des Streulichtes mit ν^4 anwächst,
2. blaues Licht photographisch am wirksamsten ist,
3. das Auflösungsvermögen des Stufengitters mit wachsender Frequenz zunimmt.

Außer den blauen Zinklinien lassen sich kaum andere Spektrallinien finden, die in ähnlicher Weise allen hier gestellten Anforderungen genügen. Diejenige Form der Zinklampe, die nach längeren Vorversuchen endgültig für die Streuaufnahmen verwendet wurde, ist in Fig. 3 abgebildet.

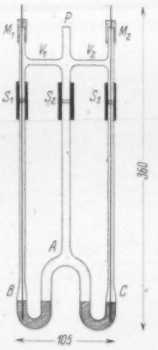


Fig. 3.

Die Lampe besteht aus einem unteren Quarz- und einem oberen Glasteil, die mit Hilfe von drei Gummischlauchstücken ($S_1 S_2 S_3$) und Pizein vakuumdicht miteinander verbunden sind. In den beiden äußeren Schenkeln von etwa 4 mm lichter Weite verlaufen zwei 3,5 mm dicke Stahlstäbe für die Stromleitung; sie führen bei M_1 und M_2 durch

Fig. 4.

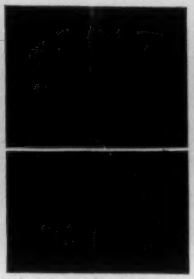


Fig. 5: Toluol, Gr. St. o. Tele, D.O.Stell. 70 Min. Belichtungszeit.

Fig. 6.

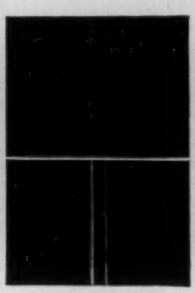


Fig. 7: Toluol, Kl. St. o. Tele, D.O.Stell. 60 Min. Belichtungszeit.

Fig. 8.

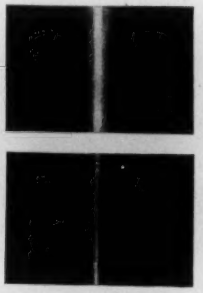


Fig. 9: Toluol, Kl. St. Tele 3, E.O.Stell. 10 St. Belichtungszeit.

Fig. 10.

Fig. 11.

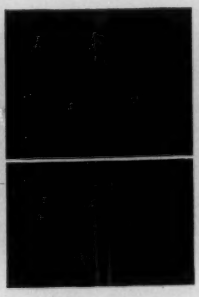


Fig. 12: Schwefelkohlenst. Kl. St. o. Tele, D.O. Stell. 25 Min. Belichtungszeit.

Fig. 13.

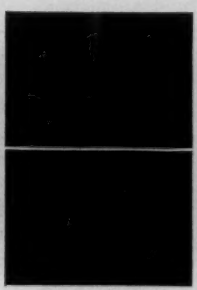


Fig. 14: Schwefelkohlenst. Gr. St. o. Tele, D.O. Stell. 25 Min. Belichtungszeit.

Die Bilder der Tafel X sind 12fach vergrößerte Mikrophotographien. Unter jede Streuaufnahme ist die durch Streuung an weißem Papier erhaltene Vergleichsaufnahme gestellt, die Struktur und Breite der eingestrahlten Linie zeigt. (Genau das gleiche Bild erhält man natürlich, wenn man die Lampe direkt vor den Monochromatorspalt bringt.) Die Photometerkurven (Fig. 4, 8 und 11) gehören zu den Fig. 5, 9 und 12, Fig. 6, 10 und 13 zu den entsprechenden Vergleichsaufnahmen. Als Hintergrund wurde bei Toluol die rote Ellipse, bei Schwefelkohlenstoff der Nadelkörper verwendet.

zwei mit Pizein aufgekittete Messinghülsen nach außen. Bei P wird die Lampe mit der Pumpe verbunden; durch die Verbindungsrohre V_1 und V_2 können die äußeren Schenkel auch dann unter Vakuum gehalten werden, wenn die unteren Bögen durch Zink verschlossen sind. Das Zink (Analysenzink, Kahlbaum) wird in einer Vakuumgießapparatur in dünne Stangen (4 mm) umgegossen und dann in Stücken in die Lampe eingefüllt; um jede Oxydation zu vermeiden, wird es erst dann durch Erhitzung der Quarzrohre mit dem Leuchtgasgebläse zusammengeschmolzen, wenn die Lampe bis auf etwa 0,01 mm Hg ausgepumpt ist. Das Zink füllt dann die schraffiert gezeichneten Bögen aus (unterer Teil von B über A nach C 7,5 mm lichte Weite) und wird durch zwei von außen übergeschobene elektrische Öfchen flüssig gehalten. Gezündet wird die Lampe mit Hilfe eines Induktoriums, dessen einer Pol bei A angelegt wird (Außenelektrode), während der andere mit M_1 oder M_2 verbunden ist. Die Lampe bleibt während des Betriebes ständig an der Pumpe. Der leuchtende Bogen hat ungefähr die gleichen Dimensionen wie der entsprechende Teil der oben beschriebenen Quecksilberlampen.

Die Zinklampen wurden bei 220 Volt mit 4,5 bis 6 Amp. gebrannt, sie sind wohl bei diesen Stromstärken heller als die Quecksilberlampen bei 3 Amp. und leuchten fast nur im Lichte der roten Linie 6362 und der drei blauen Linien 4810, 4722, 4680 Å. Von dem blauen Triplett zeigen 4810 und 4722 vor allem bei größeren Stromstärken (6 Amp.) leicht Selbstumkehr. Die Linie 4680 bleibt immer scharf; da sie auch photographisch am wirksamsten ist, wurde sie für die Streuversuche allein verwendet. Die nötigen Belichtungszeiten sind für Zn 4680 fast geringer als für Hg 4358.

Die Zinklampe läßt sich im allgemeinen viel schwerer zünden und stabil im Betrieb erhalten als eine Quecksilberlampe, wenigstens gelang es trotz vieler Versuche (Variation von Druck, Stromstärke, Vorbehandlung des Zinks) nicht, wirklich sichere Zünd- und Betriebsbedingungen zu finden. Der Quarzbogen muß vor dem Zünden mit dem Gasgebläse kräftig angewärmt werden. Während die Lampe aber zuweilen sofort beim Anstellen des Induktoriums zündete, konnte sie in anderen Fällen selbst nach halbstündigen Versuchen kaum zum Brennen gebracht werden. Es kam vor, daß die Lampe sechs Stunden durchbrannte, ohne auszugehen, andere Male war es schwierig, sie auch nur wenige Minuten in Betrieb zu halten. Im Mittel war eine halbe Stunde schon eine günstige Brenndauer. Daneben kommt noch die weitere Schwierigkeit, daß bei jedem Erstarren des Zinks die Gefahr des Zerspringens besteht. Schon kleine Zinktropfen, die sich irgendwo im Bogen und vor allem im Pumpstutzen festsetzen, können in unglücklichen Fällen das Quarz sprengen. Natürlich sind auch die unteren Bögen, die ganz mit Zink gefüllt sind, recht gefährdet, wenn die Öfen das Zink nicht ständig flüssig erhalten. Doch ließen sich manche Lampen auch mehrmals vollkommen abkühlen und wieder in Betrieb setzen, ohne daß sich Sprünge bildeten.

Mit Rücksicht auf den hohen Preis der gefährdeten Quarzteile wurde der Lampe ihre etwas eigenartige Form gegeben; die Konstruktion kommt ohne eingeschliffene Elektroden aus; alles, was nicht starker Erwärmung ausgesetzt ist, wurde aus Glas hergestellt. Wenn die Lampe beim Springen nicht allzu sehr zersplittert, läßt sich der Quarzteil wegen seiner einfachen Form verhältnismäßig leicht wieder zusammenblasen. Die mittlere Lebensdauer einer Lampe bis zum ersten Springen beträgt nur etwa vier Brennstunden; oft ist aber Ausbesserung ohne große Kosten möglich; nach längerem Betrieb (acht bis zehn Stunden) wird auch das Quarz ziemlich angegriffen.

Viel leichter als in einer reinen Zinklampe lassen sich die Zinklinien in einer Zinkamalgamlampe erzeugen, sie bleiben dann aber verhältnismäßig schwach, weil der Quecksilberdampf, auch wenn er nur in geringen Mengen vorhanden ist, den Hauptteil der Entladung übernimmt. Die günstigste Intensität von 4680 Å die mit einer Amalgamlampe erreicht wurde, war etwa 20mal geringer als die mit der reinen Zinklampe erhaltene.

C. Die Stufengitter.

Die Streuversuche wurden mit zwei Hilgerschen Stufengittern durchgeführt, einem großen (abgekürzt: Gr. St.) mit 33 Platten von $D = 15{,}19$ mm Dicke und einem kleineren (Kl. St.) mit 16 Platten zu $D = 10{,}23$ mm. Die Stufenhöhe (Spaltbreite) ist für beide Stufengitter $d = 1$ mm, die Öffnung beträgt 37 × 34 mm (Gr. St.) und 40 × 17 mm (Kl. St.). Der Brechungsindex (n) ist von Hilger für die Frauenhoferlinien C, D, F, G gegeben; aus diesen Angaben wurden n und $\frac{dn}{d\lambda}$ mit Hilfe der Hartmannschen Formel für alle untersuchten Wellenlängen berechnet.

Die einzelnen Ordnungen liegen beim Stufengitter in großer Annäherung äquidistant; das Dispersionsgebiet, der dem Abstand zweier benachbarter Ordnungen entsprechende Wellenlängenbereich, ist gegeben durch:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{D\left[(n-1) - \lambda\frac{dn}{d\lambda}\right]}. \qquad (4)$$

Es wurde berechnet für Hg 4358 zu: Gr. St. 0,186 Å; Kl. St. 0,276 Å, für Zn 4680 zu: Gr. St. 0,221 Å; Kl. St. 0,327 Å. Die gesuchte Wellenlängendifferenz zweier Linien $d\lambda$ ergibt sich durch lineare Interpolation der einen zwischen zwei Ordnungen der anderen.

Wie beim Beugungsgitter ist die Verteilung der Intensität über die einzelnen Ordnungen bestimmt durch die Beugungsfunktion des Einzelspaltes:

$$I \sim \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 \quad \text{mit} \quad x = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \psi. \qquad (5)$$

Hierbei ist $\psi = \varphi - \varepsilon$ die Differenz von Beugungswinkel φ und Einfallswinkel ε gleich der durch das Stufengitter hervorgerufenen Ablenkung. Bei genau senkrechtem Einfall der Strahlen auf das Stufengitter (Minimumstellung, $\varepsilon = 0$) wird im allgemeinen keine Ordnung mit der Mitte des Gesichtsfeldes ($\psi = 0$) zusammenfallen. Man kann es aber durch geringe Drehung des Stufengitters erreichen, daß eine Ordnung genau im Maximum der Beugungskurve liegt ($\psi = 0$) oder daß dieses Maximum genau in die Mitte zwischen zwei Ordnungen fällt. Im ersten Falle kommt nur eine Ordnung mit großer Intensität (Einfachordnungsstellung: E.O.Stell.), im zweiten Fall zwei benachbarte Ordnungen mit gleicher, aber geringerer Intensität (Doppelordnungsstellung: D.O.). Die übrigen Ordnungen sind stets sehr viel schwächer. Der Einfallswinkel ε gibt an, um wieviel das Stufengitter aus seiner Parallelstellung zur optischen Achse herausgedreht wurde, er wird hier positiv gerechnet, wenn vom Okular aus die Abstände der Stufen größer erscheinen als für $\varepsilon = 0$. Alle Streuaufnahmen der vorliegenden Arbeit wurden in der ersten D.O. oder E.O.Stell. durchgeführt, die man durch Drehung des Stufengitters aus der Minimumstellung nach der Seite der positiven ε erhält; ε liegt dabei zwischen 0 und 1°. Nun ändert sich bei der Drehung um so kleine Winkel die Spaltbreite d praktisch nicht, dagegen vergrößert sich die Gitterkonstante, die für $\varepsilon = 0$ mit d identisch ist, von d auf $d + \varepsilon \cdot D$ (geometrisch unmittelbar klar), und die Ordnungen rücken daher zusammen. Ihr Winkelabstand ist allgemein gegeben durch

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{d + \varepsilon D}. \qquad (6)$$

Will man also die Intensitäten der Aufnahmen mit Hilfe der Formel (5) reduzieren, so hat man zu berücksichtigen, daß jetzt nicht mehr für $\psi = \Delta\varphi$, $x = \pi$ wie bei $\varepsilon = 0$, sondern $x = \pi \frac{d}{d + \varepsilon D}$.

Das ergibt für $\varepsilon = 1°$ eine Abweichung von 16 Proz. in x, der Ordnungsabstand ist also um 16 Proz. kleiner als in der Minimumstellung. Diese Abweichung ist nicht mehr ohne weiteres zu vernachlässigen (Fehler in der Intensität bis zu 30 Proz.!), wurde aber in der Literatur bisher kaum beachtet. Um die Entzerrung der Intensitäten einer vorliegenden Aufnahme richtig durchführen zu können, muß man also den Winkel ε kennen, der zu der verwendeten D.O. oder E.O.Stell. gehört. Um ihn messen zu können, wurde an dem drehbaren Tisch, auf dem die Stufengitter aufgestellt werden, seitlich ein kleiner Spiegel angebracht. Der Winkel ε läßt sich so mit Hilfe von Skala und Fernrohr nach dem Prinzip der Spiegelablesung auf 1′ genau ablesen. Für die Bestimmung von Wellenlängendifferenzen ist übrigens die Kenntnis des Winkels ε nicht nötig, weil sich $\Delta\lambda$ (Formel 4) bei der Drehung des Stufengitters praktisch nicht ändert.

Um die Leistungsfähigkeit der Stufengitter zu prüfen und die günstigsten Versuchsbedingungen festzustellen, wurden die Hyperfeinstrukturen der *Hg*-Linien 5461, 4358, 4047 Å aufgenommen und die Ergebnisse mit der Schülerschen (20) Analyse dieser Linien verglichen. Die Aufnahmen wurden zum Teil im direkten Fokus des Kameraobjektivs ($f = 55$ cm), zum Teil auch mit drei- oder sechsfach vergrößernden Telesystemen (entsprechend $f = 150$ und 300 cm) hergestellt. Für das kleine Stufengitter ergab sich so, daß sein Auflösungsvermögen vollkommen mit dem theoretischen (etwa 200000) übereinstimmt. Denn bei $\lambda = 5000$ Å sind Linien von 0,03 Å Abstand noch deutlich getrennt zu sehen. Beim großen Stufengitter läßt sich dagegen das sehr hohe theoretische Auflösungsvermögen (500000 bis 750000, bei 4358 Å sollen z. B. Linien bis zu 0,006 Å auflösbar sein) nicht ganz ausnützen, weil hier öfter gewisse Unschärfen und Fokussierschwierigkeiten auftreten, die wohl mit einer ziemlich ausgeprägten Fokaleigenschaft (siehe z. B. Stansfield) in Zusammenhang stehen. Für die vorliegende Untersuchung ist aber diese Unschärfe ganz ohne Bedeutung, weil sie sich erst bei sehr engen Dubletts (0,01 Å) bemerkbar macht. Geister von irgendwie in Betracht kommender Intensität sind bei beiden Stufengittern nicht vorhanden, das geht z. B. aus den Aufnahmen der trabantenfreien Zinklinie 4680 Å hervor.

Die besten Hyperfeinstrukturaufnahmen sind die mit dem 6fach vergrößernden Telesystem (Tele 6) hergestellten, sie zeigen nahe benachbarte Linien besser aufgelöst und schärfer als die Aufnahmen mit dem dreifachen Telesystem (Tele 3), und diese wieder sind den Aufnahmen der gleichen Struktur ganz ohne Telesystem (o. Tele) überlegen. Der Abstand zweier benachbarter Ordnungen auf der Platte beträgt in den drei Fällen etwa 1,50, 0,75 und 0,25 mm [bei

1) In der von Hansen, Gehrcke-Handb. d. phys. Optik, S. 192 f. (Bd. 2) gegebenen Theorie des Stufengitters ist versehentlich der Gangunterschied für einen Abstand d der einfallenden statt für den Abstand d der austretenden Strahlen berechnet worden. Die richtige Formel für den Gangunterschied muß heißen:

$$G = D\,(\sqrt{n^2 - \sin^2\varepsilon} - \cos\varphi) + d\,(\sin\varphi - \sin\varepsilon).$$

Daraus folgt dann der Ordnungsabstand $\Delta\varphi$ wie oben angegeben zu $\frac{\lambda}{d + \varepsilon D}$, während er sich bei Hansen zu $\frac{\lambda}{d + \varepsilon \frac{n-1}{n} \cdot D}$ ergibt. Hansen erhält so bei Drehung des Stufengitters um 1° nur eine Änderung von 6 Proz. in $\Delta\varphi$ statt des richtigen Wertes von 16 Proz. (Immer für $D = 10$ mm, $d = 1$ mm, für das Gr. St. mit $D = 15$ mm wird Änderung noch größer.)

beiden Stufengittern, da gleiches d, siehe Formel (6)]. Der Einfluß des Plattenkorns und der Lichtdiffusion in der photographischen Schicht macht sich eben bei Linien, die nur um wenige Hundertstel Millimeter voneinander abstehen, schon so bemerkbar, daß man durch nachträgliche Vergrößerung nicht soviel erreichen kann wie durch Vergrößerung des Bildes vor der Platte durch ein Telesystem.

Für die Streuaufnahmen mußte ein Kompromiß zwischen Lichtstärke und Schärfe gemacht werden. Tele 6 kam hier nicht zur Anwendung, da die mit Tele 3 hergestellten Quecksilberlichtaufnahmen schon Belichtungszeiten von 10 St. (Toluol) bis 80 St. (Wasser) erforderten und bei Tele 6 mindestens die vierfache Belichtungszeit nötig wäre. Die Zinklichtaufnahmen wurden bis auf eine Ausnahme sogar ohne Telesystem durchgeführt, denn man kommt so gegenüber den Tele-3-Aufnahmen mit einem Zehntel Belichtungszeit aus, und das ist bei der oben geschilderten kurzen Lebensdauer der Zinklampen von großer Bedeutung. Die Belichtungszeiten lagen hier zwischen 25 Min. und 2 St. Der Mangel an Schärfe macht sich übrigens bei den Zinkaufnahmen nicht so bemerkbar, weil hier die Struktur wegen des Fehlens der Trabanten viel übersichtlicher wird. Für alle Streuaufnahmen wurde eine Spezial-Fliegerplatte von Perutz verwendet (Leica-Emulsion, lichthoffrei vergossen), da sie trotz hoher Empfindlichkeit die bei den Aufnahmen ohne Telesystem sehr nötige Feinkörnigkeit besitzt.

Alle wichtigen Aufnahmen wurden auf einem Zeißschen selbstregistrierenden Photometer mit einem Übersetzungsverhältnis 50 : 1 oder 100 : 1 photometriert; Vergrößerungen (meist 10- bis 15fach) sind mit einer mikrophotographischen Einrichtung (ebenfalls Zeiß) hergestellt.

Tometerkurven der Streuaufnahmen schon früher veröffentlicht worden (8). Weitere Quecksilberversuche mit dem großen Stufengitter und dem Metallstreugefäß mit verschiedenem Hintergrund ergaben nichts wesentlich anderes; das große Stufengitter erwies sich für die Versuche mit Quecksilberlicht sogar als viel ungeeigneter, weil die schon beim kleinen Stufengitter sehr störende Überlagerung der Trabanten mit der gesuchten Aufspaltung bei ihm infolge seines kleineren Dispersionsgebietes noch viel mehr alle Einzelheiten verwischt. Denn alle Linien, die beim kleinen Stufengitter innerhalb $\Delta\lambda = 0{,}27$ Å liegen, werden beim großen auf das Gebiet $\Delta\lambda = 0{,}18$ Å zusammengedrängt.

Daß die beiden von der Wärmewellentheorie geforderten neuen Linien neben der in allen Streuaufnahmen vorhandenen (unverschobenen) Mittellinie wirklich stets auftreten, war bei genauer Betrachtung der Quecksilberaufnahmen schon mit Sicherheit zu sagen, auf den ersten Blick deutlich wird es aber erst aus den Zinklichtaufnahmen, von denen Vergrößerungen und Photometerkurven in der Tafel X gegeben sind.

Wieweit die Abstände der neuen Linien von der Primärlinie mit den nach Formel (3) berechneten übereinstimmen, geht aus der folgenden Tabelle hervor. In den beiden ersten Spalten sind hier Schallgeschwindigkeit und Brechungsindex, die einzigen für die Flüssigkeit charakteristischen Größen, von denen der Effekt abhängt, nach den Tabellen von Landolt-Börnstein gegeben; die daraus für die Linien *Hg* 4358 und *Zn* 4680 berechnete Aufspaltung wird in den folgenden Spalten der beobachteten gegenübergestellt.

	$v_{20°}$ m sec^{-1}	$n_{4500\,Å}$	*Hg* 4358		*Zn* 4680	
			$d\lambda_{ber}$ Å	$d\lambda_{beob}$ Å	$d\lambda_{ber}$ Å	$d\lambda_{beob}$ Å
H_2O	1470	1,33	0,057	$0{,}055 \pm 0{,}010$		
CCl_4	950	1,48	0,041	$0{,}042 \pm 0{,}004$	0,044	$0{,}043 \pm 0{,}004$
C_6H_6	1240	1,52	0,055	$0{,}062 \pm 0{,}008$		
$C_6H_5CH_3$	1230	1,52	0,054	$0{,}060 \pm 0{,}008$	0,058	$0{,}057 \pm 0{,}008$
C_6H_5COH				$0{,}060 \pm 0{,}008$		
CS_2	1060	1,67	0,051		0,055	$0{,}059 \pm 0{,}005$

4. Ergebnisse.

Die Feinstruktur des Streulichtes wurde untersucht bei Streuung an sechs verschiedenen Flüssigkeiten, nämlich: Wasser, Tetrachlorkohlenstoff, Benzol, Toluol, Benzaldehyd und Schwefelkohlenstoff. Bei allen diesen Substanzen wurden Aufnahmen mit der Quecksilberlampe hergestellt (meist *Hg* 4358 Å, bei Toluol auch 4047 Å), für Tetrachlorkohlenstoff, Toluol und Schwefelkohlenstoff wurde später auch die Zinklampe (*Zn* 4680 Å) verwendet. Von den ersten Quecksilberlichtversuchen, die alle mit dem kleinen Stufengitter und dem Glasstreugefäß durchgeführt wurden, sind Vergrößerungen und Pho-

Die Übereinstimmung ist innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit vollkommen befriedigend; es kommt z. B. sowohl bei *Hg* 4358 als auch bei *Zn* 4680 deutlich zum Ausdruck, daß für CCl_4 $d\lambda$ kleiner ist als für die übrigen Substanzen, wie die Formel es verlangt. Dagegen läßt sich die Proportionalität von $d\lambda$ mit der Wellenlänge aus diesen Versuchen noch nicht erkennen. Das liegt vor allem daran, daß sich die Aufspaltung aus den Quecksilberlichtaufnahmen nur schwer ableiten läßt. Die neuen Linien fallen meist ziemlich eng mit den Trabanten der *Hg*-Linie zusammen, und es ist nicht zu entscheiden,

wieweit sich der Schwerpunkt der Aufspaltungslinie durch die Überlagerung verschoben hat. Verhältnismäßig am genauesten ist hier der Wert für CCl_4, weil bei ihm die kurzwellige „Dopplerlinie" in einem trabantenfreien Gebiet liegt und sich als scharfe Linie gut abhebt und messen läßt. Bei den Zinkaufnahmen fällt die Schwierigkeit der Überlagerung störender Linien weg, aber auch hier muß darauf geachtet werden, daß die durch das Stufengitter bedingte Verzerrung der Intensitätsverhältnisse eine Verschiebung des Schwerpunktes der neuen Linien hervorrufen kann.

Infolge des Einflusses der Spaltbeugungsfunktion geben ja weder die Aufnahmen in der E.O.Stell. noch die in der D.O.Stell. eine richtige Darstellung der Intensitätsverteilung in der Rayleighlinie. In der E.O.Stell. erscheinen die verschobenen Linien im Verhältnis zur Mittellinie zu schwach; in der D.O.Stell. werden diejenigen neuen Linien, die in das Gebiet zwischen den beiden Ordnungen der Primärlinie fallen, stark gehoben, während die nach außen verschobenen so sehr geschwächt sind, daß man sie nicht mehr nachweisen kann. (In der D.O.Stell. ist der Abfall der Beugungskurve gerade am Ort der beiden Ordnungen $\left(x = \pm \frac{\pi}{2}\right)$ besonders stark.) Damit man sich nun ein Bild von der wahren Intensitätsverteilung machen kann, wurden die Photometerkurven fast aller mit der Zinklampe hergestellten Streuaufnahmen in der auf S. 764 geschilderten Weise mit Hilfe der Funktion $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$ entzerrt, wobei auch der dort angegebene Einfluß des Einfallswinkels ε berücksichtigt wurde.

Man muß hierbei weiter beachten, daß die Photometerausschläge infolge der Eigenschaften der photographischen Platte und des Photometers natürlich nicht den vom Stufengitter gelieferten Intensitäten proportional sind. Um die durch diesen Umstand hervorgerufene Verzerrung finden zu können, wurde bei einigen der letzten Aufnahmen die untere Hälfte des Spaltes des Stufengitterkollimators mit einem absorbierenden Blättchen zugedeckt, das nur 36 Proz. des auffallenden Lichtes durchläßt. Das Blättchen besteht aus einem Deckgläschen, auf dem durch Kathodenzerstäubung eine Platinschicht niedergeschlagen wurde; seine Durchlässigkeit ergab sich durch Vergleich mit einem geeichten Ilford-Photometerkeil. Die mit dem Blättchen hergestellten Streuaufnahmen zerfallen in zwei verschieden geschwärzte Teile, die mit gleicher Photometerempfindlichkeit durchregistriert werden. Durch Vergleich dieser beiden Photometerkurven unter Berücksichtigung der Tatsache, daß entsprechende Punkte beider Kurven im Intensitätsverhältnis 100 : 36 stehen, läßt sich in bekannter Weise die Beziehung zwischen dem Photometerausschlag und der vom Stufengitter gelieferten Intensität herstellen. Vorausgesetzt ist bei diesem Verfahren, daß die obere und untere Hälfte des Spaltes ohne Blättchen gleichstark geschwärzte Bilder liefern; das wurde mit Kontrollversuchen bestätigt. Strenggenommen müßte natürlich die Beziehung zwischen Photometerausschlag und Intensität für jede Aufnahme besonders hergeleitet werden, doch wurden hier alle Photometerkurven mit der einmal gewonnenen Beziehung reduziert, weil besondere photometrische Genauigkeit nicht erstrebt wurde und auch gar nicht sinnvoll wäre. Denn durch den unbestimmbaren Einfluß von direkt reflektiertem Licht, der später noch genauer diskutiert wird, kommt eine Unsicherheit in die Intensitätsverteilung, die größer ist als die hier noch verbleibenden Reduktionsfehler.

Aus den Streuaufnahmen und ihren Photometerkurven geht hervor (siehe Tafel X), daß die Intensität symmetrisch zur eingestrahlten Frequenz verteilt ist, daß also die beiden verschobenen Linien gleiche Intensität haben. Unterschiede in der Intensität der beiden Linien, wie sie z. B. in der Photometerkurve (Fig. 8) auftreten, sind darauf zurückzuführen, daß die Aufnahme nicht ganz genau in der E.O.Stell. gemacht ist; die Mittellinie fällt nicht vollkommen mit dem Maximum der Beugungskurve zusammen. Auch in den D.O.-Aufnahmen sind die beiden Ordnungen manchmal nicht ganz gleich intensiv; solche kleine Abweichungen können auftreten, weil sich die E.O. oder D.O.Stell. nur nach subjektiver Schätzung im Okular einstellen läßt. Im übrigen läßt sich aber eine Asymmetrie nicht nachweisen, sie ist auch in der unmittelbaren Umgebung der Primärfrequenz, die hier untersucht wird, nicht zu erwarten. Die wahren Intensitätskurven (Fig. 15 und 16) sind daher vollständig symmetrisch gezeichnet; es wurden bei der Entzerrung die Mittelwerte aus den durch Einzelreduktion der beiden Hälften gewonnenen Ordinaten gebildet und so zufällige Unregelmäßigkeiten (Kornschwankungen) der Photometerkurven ausgeglichen.

In der Fig. 15 sehen wir rechts die Intensitätsverteilung in der Zinklinie 4680, wie sie vom kleinen (oben) und großen (unten) Stufengitter ohne Telesystem geliefert wird (entzerrte Vergleichsaufnahme), links daneben die Intensitätskurve des durch Streuung an Toluol modifizierten Lichtes. Die äußere obere Kurve wurde erhalten durch Reduktion einer E.O-Aufnahme o. Tele (Kl. St.), zwei weitere D.O-Aufnahmen o. Tele (unter ihnen Fig. 7 der Tafel X) ergeben praktisch vollkommen die gleiche Intensitätsverteilung. Vergleicht man sie mit der unteren, durch Entzerrung der Fig. 5 der Tafel X (Gr. St.) entstandenen Kurve, so fällt auf, daß die Ausbuchtungen, die durch die verschobenen Linien hervorgerufen werden, sich unten deutlicher ausprägen. Das liegt daran, daß die Aufspaltungen beim großen Stufengitter infolge seiner größeren Dispersion auf der Platte etwas größer werden

als beim kleinen (vgl. die Fig. 5 und 7 der Tafel X miteinander); die durch die Kleinheit der Aufspaltung und die Eigenschaften der Platte bedingte Verschmierung der Einzelheiten macht sich daher beim kleinen Stufengitter stärker bemerkbar. Auch in den Vergleichsaufnahmen ist derselbe Einfluß zu erkennen: die Halbwertsbreite der gleichen Zinklinie erscheint in der Aufnahme mit dem großen Stufengitter geringer als in der mit dem kleinen (0,045 gegen 0,060 Å). Noch deutlicher ausgeprägt als in der Aufnahme mit dem Gr. St. sind aber die verschobenen Linien bei der inneren oberen Kurve, die durch

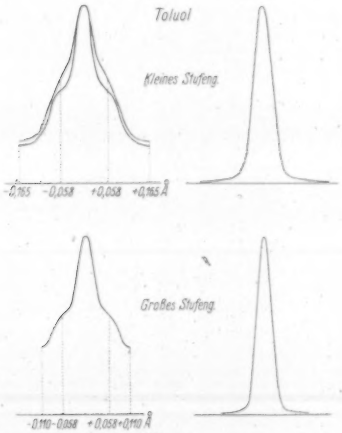


Fig. 15.

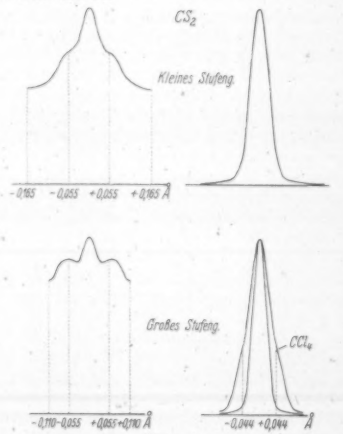


Fig. 16.

Entzerrung der Fig. 9 der Tafel X entstand, der einzigen Zinklichtaufnahme, die bei zehnstündiger Belichtungszeit mit dem Tele 3 hergestellt wurde. Die beiden übereinander gezeichneten Kurven unterscheiden sich also nur durch die Größe der ihnen zugrunde liegenden Bilder auf der Platte, da sie beide mit dem gleichen Stufengitter unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommen wurden. Die schon auf S. 764 erwähnte größere Schärfe der Telesystemaufnahmen kommt hier anschaulich zum Ausdruck. Die mit dem Tele 3 hergestellte Vergleichsaufnahme fällt ungefähr mit der unten rechts für das große Stufengitter gegebenen zusammen.

Die Intensitätskurven sind auf beiden Seiten bis in die Mitte des Dispersionsgebietes gezeichnet; die Erscheinung wiederholt sich von dort ab periodisch in der gleichen Weise. Das große Stufengitter hat das kleinere Dispersionsgebiet, die untere Kurve reicht daher nicht so weit wie die obere. (Alle Figuren haben gleichen Abszissenmaßstab; auf der Platte erstreckt sich der kleinere Wellenlängenbereich beim Gr. St. über dieselbe Strecke wie der größere beim Kl. St. [Tafel X, Fig. 5 und 7 bzw. 14 und 12].) Infolge des engeren Zusammenstehens der Ordnungen beim Gr. St. ist bei ihm die Intensität in der Mitte zwischen den Ordnungen größer als beim Kl. St. an der entsprechenden Stelle $\pm$ 0,11 Å; man kann daher schließen, daß man durch noch weiteres Auseinanderziehen der Ordnungen (größeres $\Delta\lambda$ als beim Kl. St.) einen noch etwas stärkeren Intensitätsabfall in den äußeren Teilen der Kurve erhalten würde als in den Aufnahmen mit dem Kl. St.

Eine Ableitung des Intensitätsverlaufs in größeren Abständen von der Mitte der Rayleighlinie ist aber aus den Stufengitteraufnahmen natürlich überhaupt nicht möglich. Man muß bedenken, daß die Schwärzung in der Mitte zwischen zwei Ordnungen zweifellos in engem Zusammenhang steht mit der früher erwähnten groben Verbreiterung der Rayleighlinie, die sich ja über einen außerordentlich viel größeren Bereich erstreckt. Da nun aber der Spalt des Monochromators ziemlich breit genommen werden muß, wenn man das Streulicht gut ausnutzen will, wird das kontinuierliche Streulicht aus diesem ganzen Bereich mit in das Gebiet zwischen + 0,165 und — 0,165 Å gelangen, weil ja z. B. das Licht zwischen + 0,165 und + 0,495 Å von der links benachbarten Ordnung her in das Dispersionsgebiet hineinkommt usw. Der Untergrund ist daher in den Intensitätskurven der Fig. 15 und 16 stark überhöht: die gesamte, in der groben Verbreiterung enthaltene Lichtmenge

ist in einem Rechteck mit der Länge des Dispersionsgebietes als Basis zusammengedrängt. Man kann also aus den Intensitätskurven auch höchstens auf das Verhältnis dieser Lichtmenge zu der auf die Intensitätsspitze (Mittellinie + verschobene Linien) entfallenden schließen.

Das Anwachsen der kontinuierlichen Verbreiterung mit der Anisotropie der streuenden Moleküle, das von Weiler und Rousset beobachtet wurde, ist auch bei den Stufengitteraufnahmen sehr auffallend. Vergleichen wir nämlich die in Fig. 16 gegebenen Streukurven des Schwefelkohlenstoffs mit den Toluolkurven der Fig. 15, so erkennen wir, wieviel mehr sich der kontinuierliche Grund bei dem besonders stark anisotropen CS_2 bemerkbar macht. Die Schwärzung ist hier im ganzen Dispersionsgebiet überall so stark, daß sich die individuellen Linien viel weniger gut abheben als bei Toluol; daher machen auch die Fig. 14 und 12 der Tafel X, aus denen die Streukurven gewonnen wurden, einen viel unschärferen Eindruck als Fig. 5 und 7. Andrerseits ist an der Streukurve des Tetrachlorkohlenstoffs, die in Fig. 16 über die zweite Vergleichsaufnahme gezeichnet wurde, von einem kontinuierlichen Grund überhaupt nichts zu bemerken, und CCl_4 gehört zu den Substanzen mit dem geringsten Depolarisationsgrad. Übrigens lassen sich alle bei Toluol diskutierten charakteristischen Unterschiede zwischen den Aufnahmen mit dem großen und dem kleinen Stufengitter auch an den Schwefelkohlenstoffkurven der Fig. 16 verfolgen.

In allen Intensitätskurven ist die in der Tabelle gegebene berechnete Lage der verschobenen Linien punktiert eingezeichnet; man sieht, daß die Ausbuchtungen bzw. sekundären Maxima der Kurven gut an die theoretische Stelle fallen. Man erkennt aber auch, daß es in den meisten Fällen nicht ganz leicht ist, den Abstand der neuen Linien exakt festzulegen.

Am besten läßt er sich bestimmen, wenn man diejenige Kurve konstruiert, die sich durch Subtraktion der Vergleichskurve von der Streukurve ergibt (also z. B. bei CCl_4, Fig. 16, punktweise die Differenz der zur gleichen Abszisse gehörigen Ordinaten der übereinander gezeichneten Kurven bildet), und dann die Lage der beiden Maxima dieser Differenzkurve ausmißt. Bei Toluol und CS_2 wurde hierbei der kontinuierliche Grund ganz weggelassen und die Höhe der abzuziehenden Vergleichskurve so eingerichtet, daß die Differenzkurve zu ihren Maxima ungefähr symmetrisch liegt. Die Werte von $d\lambda$, die man so bei der gleichen Substanz einmal aus der oberen Kurve (Kl. St.), das andere Mal aus der unteren erhält, stimmen gut miteinander überein; sie betragen z. B. für CS_2 $d\lambda = 0{,}59$ und $d\lambda = 0{,}60$ Å. Ganz so groß, wie man nach diesem Beispiel denken könnte, ist die Meßgenauigkeit aber nicht; so findet man z. B. bei der Reduktion der einzelnen Toluolaufnahmen Werte für $d\lambda$ zwischen 0,050 und 0,065 Å. In der Tabelle ist diese Unsicherheit durch die beigefügten Fehlergrenzen zum Ausdruck gebracht: $d\lambda$ ist im Durchschnitt auf $\pm$ 10 Proz. genau meßbar.

Wegen Formel (3) kann man auch sagen, daß sich die Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit aus der Feinstruktur des Streulichtes bis auf $\pm$ 10 Proz. genau ergibt und daß sie innerhalb dieser Meßgenauigkeit mit der für lange akustische Wellen gefundenen Geschwindigkeit übereinstimmt (siehe Tabelle S. 765): eine merkliche Dispersion tritt nicht auf. Man hat also hier für Flüssigkeiten eine ähnliche Möglichkeit, die Schallgeschwindigkeit für kurze Wellen rein aus der molekularen Wärmebewegung abzuleiten wie beim festen Körper im Debyeschen T^3-Gesetz der spezifischen Wärme.

Die Halbwertsbreite der verschobenen Linien läßt sich aus den konstruierten Differenzkurven ohne weiteres ablesen, sie ergibt sich etwa ebensogroß wie die Halbwertsbreite der Vergleichslinie (0,04 bis 0,06 Å). Die Intensitätskurven der Streuaufnahmen Fig. 15 und 16 lassen sich also fast vollkommen darstellen, wenn man drei gleichbreite Linien im theoretischen, aus der Formel folgenden Abstand nebeneinanderlegt und das Intensitätsverhältnis der äußeren zur mittleren passend einrichtet. Die Breite der drei Linien hängt noch von den Eigenschaften der Lichtquelle und dem Auflösungsvermögen des Spektralapparates ab; es ist anzunehmen, daß man sie bei Verwendung einer Lichtquelle, die mit geringeren Stromstärken arbeitet, und eines stärkeren Telesystems noch merklich schmäler bekommen könnte. (Die Halbwertsbreite der verschobenen Linien in der schon oben erwähnten Hg-Aufnahme von CCl_4 beträgt wohl kaum 0,03 Å.) Es scheint jedenfalls sicher, daß die verschobenen Linien nicht viel breiter sind als die anregende Linie, und das ist auch zu erwarten, weil die in der Formel (3) eingehenden Größen alle während der Aufnahme fest definierte Werte haben. Eine Änderung der Schallgeschwindigkeit wegen Temperaturschwankungen der streuenden Flüssigkeit ist vollkommen zu vernachlässigen, und die Konstanz von $\sin\frac{\vartheta}{2}$ innerhalb der Flüssigkeit ist nach S. 761 ebenfalls gewährleistet. Nun veranlaßt freilich der Effekt schon von sich aus eine gewisse Verbreiterung, weil der durch die „Braggbedingung" ausgewählte Wert der Schallwellenlänge Λ nur der wahrscheinlichste ist und sehr nahe benachbarte Werte von Λ (und damit von $\Omega = d\omega$) auch noch für die Streuung von Einfluß sind. Aber diese „natürliche Breite" des Effektes, die sich theoretisch leicht abschätzen läßt, ist bei dem experimentell erreichbaren Auflösungsvermögen ganz ohne Bedeutung (siehe Anhang).

Aus den Vergrößerungen und Photometerkurven der Zinklichtaufnahmen geht einwandfrei hervor, daß außer dem von der Mittellinie und den beiden verschobenen Linien gebildeten Triplett weitere diskrete Linien nicht auftreten. Die von Groß angegebenen Linien höherer Ordnung sind sicher nicht vorhanden. Man sieht aber bei Betrachtung der früher veröffentlichten Quecksilberlichtaufnahmen sofort ein, wie gerade bei stark anisotropen Substanzen Linien höherer Ordnung vorgetäuscht werden können. Die Quecksilbertrabanten werden bei ihnen von dem starken kontinuierlichen Grund so sehr gehoben, daß sie einen ganz anderen Eindruck machen als auf den Vergleichsaufnahmen. Deshalb glaubte Groß auch an einen Zusammenhang der äußeren Linien mit der Anisotropie der Flüssigkeit (er findet die Linien bei CS_2 besonders stark). Übrigens sagt er in einer späteren Veröffentlichung (22) selbst nichts mehr von den Linien höherer Ordnung, hat aber ihre Existenz nie ausdrücklich widerrufen.

Es bleibt nun weiter die Frage, ob mit der Aufspaltung in ein Triplett noch eine Rotverschiebung der ganzen Erscheinung verbunden ist, wie man sie nach den Ergebnissen von Cabannes und seinen Mitarbeitern erwarten sollte. Um das zu entscheiden, wurde vor dem Spalt des Stufengitterkollimators eine mit drei Öffnungen versehene Blende angebracht, mit der man nach Belieben den oberen, mittleren oder unteren Teil des Spaltes freigeben kann. Es wurden so nacheinander eine Vergleichsaufnahme, die Streuaufnahme und wieder eine Vergleichsaufnahme (Vergleichsaufnahmen: Streuung an weißem Papier) hergestellt, ohne daß die Platte dazwischen berührt wurde. (Gewöhnlich wurden die Vergleichsaufnahmen nach Verschiebung der Platte aufgenommen, sie sind auf der Tafel X zum bequemen Vergleich unmittelbar unter die Streuaufnahme gestellt.) Die Streuaufnahme geht so oben und unten direkt in die Vergleichsaufnahme über, eine Verschiebung nach irgendeiner Seite tritt aber weder bei Toluol noch bei CCl_4 auf, obgleich man Verschiebungen von ungefähr 0,01 Å gerade noch erkennen müßte. Auch Groß hat durch ähnliche Versuche keinerlei Verschiebung der Mittellinie feststellen können. Nun läßt sich das Ergebnis der französischen Autoren aber wohl doch verstehen, weil sie mit ihren experimentellen Hilfsmitteln die Aufspaltung der Rayleighlinie gar nicht nachweisen konnten. Das Dispersionsgebiet beträgt bei der von ihnen gewählten Etalondicke von 5 mm für *Hg* 4358 0,19 Å, ist also genau so groß wie beim Gr. St. für dieselbe Linie. Nun wurde schon oben erwähnt, daß sich mit dem Gr. St. bei Quecksilberlicht nur sehr wenig deutliche Bilder ergeben, weil sich bei so kleinen Dispersionsgebieten die Trabanten und neuen Linien besonders störend überlagern. Bei einem Perot-Fabry-Etalon ist aber bei gleichem $\Delta\lambda$ noch wesentlich weniger zu erwarten, weil man erst bei sehr starker und sehr homogener Versilberung der Interferometerplatten derartig scharfe Linien bekommen kann (relativ zu $\Delta\lambda$) wie bei einem Stufengitter von auch nur 16 Stufen (Gr. St. 33 Stufen!). Es ist also verständlich, daß die Existenz der verschobenen Linien bei Cabannes nur in einer Verbreiterung der Streulinien zum Ausdruck kommt. Da sich außerdem bei der Linie 4358 und $\Delta\lambda = 0{,}19$ Å gerade auf der langwelligen Seite der Hauptlinie mehrere intensive Trabanten befinden, läßt sich die Rotverschiebung als Schwerpunktsverlagerung deuten: in der durch den Effekt stark verbreiterten Linie wird die Symmetrie zur Mitte durch den Einfluß der Trabanten gestört. Die Größe der Verbreiterung und Rotverschiebung sowie die von Vacher beobachtete Zunahme der beiden Größen mit dem Streuwinkel sind durchaus in Übereinstimmung mit dieser Auffassung. Cabannes und seine Mitarbeiter haben das gefunden, was man mit dem Perot-Fabry-Etalon und der Quecksilberlampe als Lichtquelle erhalten muß.

Ganz unverständlich ist dagegen, daß sich die von Rafalowski durch Streuung an Benzol mit der Lummerplatte hergestellten Strukturbilder von seinen Vergleichsaufnahmen kaum unterscheiden. Zu erklären ist dieses Resultat nur durch die Mitwirkung von direktem Licht, die man allerdings bei der von Rafalowski beschriebenen Versuchsanordnung nicht erwarten sollte. Auch Groß (22) hat später einen Streuversuch mit einer Lummerplatte durchgeführt und bekommt nur eine kontinuierliche Schwärzung, in der die Interferenzstreifen vollständig verschwinden. Das ist wieder in Übereinstimmung mit den Perot-Fabry-Versuchen, denn das Dispersionsgebiet war bei der Lummerplatte besonders klein, $\Delta\lambda = 0{,}07$ Å (Rafalowskis Platten hatten $\Delta\lambda = 0{,}12$ und 0,20 Å). Das Stufengitter hat von allen Interferenzapparaten bei gegebenem Auflösungsvermögen das größte Dispersionsgebiet, weil bei ihm die Anzahl der interferierenden Teilstrahlen am größten ist, es ist daher, wenigstens bei Verwendung von Quecksilberlicht, für die Untersuchung des Effektes am meisten geeignet. Hierin liegt die Erklärung dafür, daß die Wärmewellenaufspaltung bisher nur mit dem Stufengitter nachgewiesen werden konnte.

Die Abhängigkeit der Aufspaltung vom Streuwinkel ϑ wird indirekt bewiesen durch einen Versuch, bei dem das Licht von zwei seitlich

aufgestellten Quecksilberlampen in ein gewöhnliches Ramanstreugefäß eingestrahlt wurde. Bei dieser Anordnung lag der Streuwinkel zwischen 60° und 130°, das nach Formel (3) berechnete $d\lambda$ müßte daher zwischen 0,5 und 0,9 der 180°-Verschiebung liegen. Tatsächlich unterscheiden sich die hier mit Toluol und Tetrachlorkohlenstoff hergestellten Streuaufnahmen wesentlich von den 180°-Aufnahmen; sie sind sehr verschwommen und zeigen nur noch Andeutungen von diskreten Linien. Das Gebiet zwischen den Primärlinien (Hauptlinie + Trabanten) wird eben von den verschobenen Bändern fast kontinuierlich ausgefüllt.

Die Aufspaltungen, die Groß bei Streuwinkeln von 45°, 90° und 135° erhält, lassen sich durch das $\sin\frac{\vartheta}{2}$-Gesetz darstellen, auch die von Vacher angegebene Zunahme der Verbreiterung mit dem Winkel ϑ steht nicht in Widerspruch zu diesem Gesetz. Da endlich Groß und Khvostikov (23) durch Versuche mit verschiedenen Quecksilberlinien (4047 bis 5790 Å) auch die Zunahme von $d\lambda$ mit der Wellenlänge zeigen konnten, kann wohl die Formel (3) heute in allen Teilen als bestätigt angesehen werden.

Eine Frage, auf die dagegen alle bisherigen Untersuchungen (einschließlich der Zinkaufnahmen) keine abschließende Antwort geben, ist die nach dem Intensitätsverhältnis der verschobenen Linien zur unverschobenen Mittellinie. Die Schwierigkeit besteht hier darin, daß alles direkt reflektierte (Hintergrund) oder an kleinsten Staubteilchen gestreute Licht sich in der Mittellinie konzentriert und man den hierdurch verursachten Anteil nicht von dem durch die Flüssigkeit selbst gestreuten trennen kann. Doch läßt sich der Einfluß des direkten Lichtes (Hintergrundanteil + Staubanteil) wenigstens angenähert abschätzen, wenn man das bekannte relative Streuvermögen der einzelnen Substanzen mit dem aus den Streuaufnahmen abgeleiteten vergleicht.

Nach den exakten Messungen von Raman und Rao (24), Krishnan (25) usw. verhalten sich die Intensitäten des Streulichtes von CCl_4, Toluol und CS_2 bei einem Streuwinkel von 180° wie 1,0:2,4:8,0 (aus dem gemessenen Werte der 90°-Streuung mit Hilfe des Depolarisationsgrades auf 180° umgerechnet). Aus den Belichtungszeiten und der Schwärzung der Streuaufnahmen würde man dagegen schließen, daß die Streuintensitäten der drei Substanzen im Verhältnis 1,0:2,3:6,3 stehen. (Hierbei ist berücksichtigt, daß die Größe des wirksamen Kegels im Streugefäß vom Brechungsindex abhängt, Streuvolumen $\sim \frac{1}{n^2}$). Dieses Verhältnis ist gegen das wahre etwas abgestumpft, wie es bei der Mitwirkung von direktem Licht zu erwarten ist. Die Mittellinie ist also in den Intensitätskurven der Fig. 15 und 16 zweifellos nicht allein durch die Flüssigkeitsstreuung verursacht, vor allem bei dem schwach streuenden CCl_4, bei dem sich das direkte Licht neben dem Streulicht mehr bemerkbar machen wird als bei dem stark streuenden CS_2. Anderenteils ist es nicht wahrscheinlich, daß die ganze Mittellinie ihre Entstehung nur dem direkten Lichte verdankt. Denn wenn man bei der Berechnung des Streuvermögens in den Intensitätskurven Fig. 15 und 16 den auf die Mittellinie entfallenden Teil ganz weglässt, erhält man z. B. für CCl_4 und Toluol ein Verhältnis der Streuintensitäten von 1,0:4,0; es ist also wesentlich größer als das wahre Verhältnis 1,0:2,4.

Wenn auch diese Abschätzung keine zu große Genauigkeit beanspruchen darf, so sind doch alle Resultate am besten verträglich mit der Annahme, daß die durch reine Flüssigkeitsstreuung entstehende Mittellinie etwa die gleiche Intensität hat wie jede der verschobenen Linien. Nach der auf S. 760 erwähnten Beziehung von Landau und Placzek würde man auch theoretisch ähnliche Intensitätsverhältnisse erwarten, denn $\frac{c_p - c_v}{c_p}$ nimmt für CCl_4, Toluol und CS_2 die Werte 0,33; 0,25 und 0,37 an.

Um im Einzelfall sichere Intensitäten bestimmen zu können, wird man weitere Versuche bei einem Streuwinkel von 90° durchführen müssen, denn das Hintergrundproblem läßt sich bei 180° Streuung kaum ganz einwandfrei lösen. Auch die Polarisationsverhältnisse der Rayleighstrahlung wären dabei noch genauer zu untersuchen; bei einem Streuwinkel von 180° lassen sich ja keine Polarisationsmessungen ausführen. Groß gibt an, daß die Mittellinie und die beiden verschobenen Linien fast linear polarisiert sind, während die „Linien höherer Ordnung" (also wohl der kontinuierliche Grund, siehe S. 760) starke Depolarisation zeigen. Cabannes und Salvaires finden viel breitere Linien, wenn der Nikol nur die zum einfallenden Strahl parallele Komponente durchläßt; das bedeutet ebenfalls eine stärkere Depolarisation der äußeren Teile der Rayleighlinie. Diese Resultate stimmen im wesentlichen mit dem überein, was man theoretisch erwarten sollte. Denn die verschobenen Linien verdanken ihre Entstehung nur den Dichteschwankungen in der Flüssigkeit und sollten also streng (linear) polarisiert sein; der kontinuierliche Grund dagegen muß wegen seines Zusammenhanges mit der Anisotropie starke Depolarisation zeigen, und das wurde ja in größeren Abständen von der Mitte der Rayleighlinie von Rousset und anderen schon mit Prismenspektrographen bestätigt (S. 759). Für die Mittellinie endlich ist die Ursache der Entstehung noch unsicher; genauere Polarisationsmessungen könnten hier die Entscheidung liefern, ob es sich hauptsächlich um inkohärente oder kohärente Streustrahlung

handelt (Übergänge zwischen entarteten Zuständen [S. 760] oder andere Ursache). Das Endziel der weiteren Untersuchung muß es sein, den Intensitätsverlauf in der Rayleighlinie für alle Abstände von der eingestrahlten Frequenz in beiden Polarisationsrichtungen festzulegen.

Zum Schluß müssen noch einige Versuche erwähnt werden, die sich nicht direkt mit der Rayleighstrahlung von Flüssigkeiten beschäftigen, aber in engem Zusammenhang mit dem behandelten Problem stehen. Einmal sollte untersucht werden, ob es möglich ist, die Wärmewellenaufspaltung auch an einem festen Körper nachzuweisen. Hierzu wurde an die Stelle des Streugefäßes ein sehr gut schlierenfreier Glasblock ($6 \times 6 \times 20$ cm) gestellt, der von der Firma Schott u. Gen. (Jena) freundlich zur Verfügung gestellt war. Es wurde mit der Quecksilberlampe bei $\vartheta = 180°$ gearbeitet, das hintere (unter 45° abgeschrägte) Ende des Glasblockes wurde in eine dunkelrot gefärbte Mischung aus Benzol und Schwefelkohlenstoff gebracht, deren Brechungsindex dem des Glases für 4358 möglichst genau angepaßt war, um die Reflexion des Lichtes am Hintergrund zu vermeiden. Man erhält so bei 20stündiger Belichtungszeit o. Tele etwa die gleiche Schwärzung wie bei Streuung an Toluol in einer Stunde. Die Struktur der Streuaufnahme unterscheidet sich aber in keiner Weise von der Vergleichsaufnahme. Man kann daraus schließen, daß man bei dieser Anordnung fast nur direktes Licht (Hintergrund, Schlieren) photographiert, denn das eigentliche Streulicht des Glases ergibt sich aus Brechungsindex und Kompressibilität zu etwa 40mal geringer als das des Wassers (siehe Gans (26)], es dürfte erst bei ungefähr 500stündiger Belichtungszeit eine ähnliche Schwärzung hervorrufen wie das von Toluol gestreute Licht in einer Stunde. Bei Quarz und anderen Kristallen ist auch keine intensivere Streustrahlung zu erwarten; die Rayleighlinien sind bei allen festen Körpern nicht viel heller als die Ramanlinien, deren Intensität gegen den flüssigen Zustand wegen der Inkohärenz der Ramanstrahlung kaum geändert ist. Nun hat Groß (27) schon vor seinen Flüssigkeitsversuchen einen Streuversuch an Quarz durchgeführt, bei dem er den Wärmewelleneffekt gefunden zu haben glaubte. Da er aber eine Belichtungszeit von nur 80 Stunden angibt und sich auch sonst etwas unsicher über seinen Befund äußert, scheint es fraglich, ob er wirklich die Struktur des eigentlichen Streulichtes erhalten hat. (Groß hat nie genauere experimentelle Angaben gemacht; daß seine Anordnung aber viel lichtstärker war als die hier verwendete o. Tele, ist kaum möglich.) Über die Feinstruktur des Streulichtes fester Körper ist also experimentell eigentlich noch nichts bekannt. Die Untersuchung ist hier wegen der geringen Intensität zwar recht schwierig, wäre aber doch von Interesse, weil ja bei festen Körpern die zu erwartende Aufspaltung besonders groß ist (Quarz, Glas 0,24 Å).

Bei einem anderen Versuch wurde die Struktur des sehr intensiven kritischen Opaleszenzlichtes photographiert, das bei der Entmischungstemperatur (69°) eines Phenol-Wassergemisches im kritischen Mischungsverhältnis (36 Proz. Phenol) auftritt. Das Quecksilberlicht wurde seitlich in den Versuchskolben eingestrahlt, die Temperatur blieb während der Belichtungszeit (5 Min.) genügend konstant. Es ergab sich auch hier wieder vollkommene Übereinstimmung der Streuaufnahmen mit den Vergleichsaufnahmen. Zu demselben Resultat sind früher schon Bogros und Rocard (28) gekommen, die das von einem Phenol-Wassergemisch gelieferte Opaleszenzlicht mit der Lummer-Gehrcke-Platte untersuchten. Ein Zusammenhang mit der Schallgeschwindigkeit ist ja für dieses Opaleszenzlicht auch nicht zu erwarten, da es nur durch starke Konzentrationsschwankungen, nicht aber durch Dichteschwankungen hervorgerufen wird. Überhaupt tritt der Wärmewelleneffekt immer nur dann auf, wenn die Dichteschwankungen eine notwendige Voraussetzung für das Zustandekommen der betreffenden Erscheinung bilden. Deshalb zeigt auch das von einer flüssigen oder festen Oberfläche reflektierte Licht, obgleich es nach der Elektronentheorie ebenfalls durch Überlagerung der Streuwellen der Einzelmoleküle entsteht, keine Änderung seiner Struktur (vom Verfasser durch Untersuchung des an einer Toluoloberfläche reflektierten Lichtes bestätigt). In der Richtung regulärer Reflexion verstärken sich die Elementarwellen unabhängig vom Ordnungszustand der Moleküle (auch bei vollkommen regelmäßiger Anordnung und ruhenden Molekülen), der elektrische Vektor des Streufeldes schwankt daher nicht oder nur in geringem Maße (entsprechend der in dieser Richtung vorhandenen Rayleighstrahlung) in der Frequenz der zu ϑ und λ gehörigen Schallwelle.

5. Zusammenfassung.

Das von verschiedenen organischen Flüssigkeiten gestreute Licht wurde mit zwei Stufengittern untersucht, um die Feinstruktur der unmittelbaren Umgebung der eingestrahlten Frequenz zu bestimmen. Durch Streuaufnahmen mit der trabantenfreien Zinklinie 4680 Å bei einem Streuwinkel von 180° ließ sich einwandfrei feststellen, daß außer der Primärfrequenz (Mittellinie) zwei nach Rot und Blau verschobene Linien gleicher Intensität auftreten, deren

Abstand von der Mittellinie sehr gut durch die Brillouinsche Theorie der Streuung durch die elastischen Wärmewellen dargestellt wird. Das aus der Mittellinie und den beiden verschobenen Linien gebildete Triplett erhebt sich über einem kontinuierlichen Grund, dessen Intensität der Anisotropie der streuenden Moleküle proportional ist und der zweifellos in engem Zusammenhange mit der von anderen Beobachtern untersuchten groben Verbreiterung der Rayleighlinie steht (modifizierte Rotationsramanstruktur). Weitere diskrete Linien, wie sie Groß zu finden glaubte, treten nicht auf. Die Mittellinie ist gegen die eingestrahlte Frequenz nicht meßbar verschoben, so daß man die Cabannessche Rotverschiebung als zufällige Schwerpunktsverlagerung in der unaufgelösten Linie deuten muß. Die Intensität der Mittellinie ist wohl ähnlich wie die der verschobenen Linien, doch ist die Intensitätsbestimmung wegen der hier auftretenden großen Fehlerquellen noch ziemlich unsicher.

Anhang.

(Mathematische Ergänzung.)

Wir betrachten eine ebene Schallwelle der Frequenz Ω, die sich in der durch den Einheitsvektor $\mathfrak{S}^*$ charakterisierten Richtung in einer Flüssigkeit (oder einem festen Körper) fortpflanzt, in der sie eine Schwankung der Dielektrizitätskonstanten mit der Amplitude δ hervorruft. In der S. 758 zitierten Arbeit von Debye wird gezeigt, daß die von dieser Schallwelle gestreute Lichtintensität im Abstand R vom streuenden Volumen gegeben ist durch $\mathfrak{J}^+_{\Omega,\mathfrak{S}^*} + \mathfrak{J}^-_{\Omega,\mathfrak{S}^*}$, wo

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}^+_{\Omega,\mathfrak{S}^*} &= \mathfrak{J}_0 \delta^2 \frac{(2\pi)^4 \nu^2 (\nu+\Omega)^2}{(8\pi)^2 c^4 R^2} \left(\int e^{i\xi(\mathfrak{v}+\mathfrak{r})} d\mathfrak{v}\right)^2 \\ &\qquad \text{Frequenz: } \nu+\Omega \\ \mathfrak{J}^-_{\Omega,\mathfrak{S}^*} &= \mathfrak{J}_0 \delta^2 \frac{(2\pi)^4 \nu^2 (\nu-\Omega)^2}{(8\pi)^2 c^4 R^2} \left(\int e^{i\xi(\mathfrak{v}-\mathfrak{r})} d\mathfrak{v}\right)^2 \\ &\qquad \text{Frequenz: } \nu-\Omega \end{aligned}\right| \quad (1)$$

mit

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{v}^+ &= \frac{2\pi\nu}{c/n}\mathfrak{s} - \frac{2\pi\Omega}{v}\mathfrak{S}^* \\ \mathfrak{v}^- &= \frac{2\pi\nu}{c/n}\mathfrak{s} + \frac{2\pi\Omega}{v}\mathfrak{S}^* \end{aligned}\right| \quad (2)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{s} &= \mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0 \\ |\mathfrak{s}| &= 2\sin\frac{\vartheta}{2} \end{aligned}\right| \quad (3)$$

(Die Formeln (1) folgen durch ganz geringe Umwandlung aus der Formel (18) von Debye.) Die einfallende linear polarisierte Welle hat die Richtung $\mathfrak{S}_0$, die Intensität $\mathfrak{J}_0$ und die Frequenz ν, die gestreute Welle die Richtung $\mathfrak{S}$ ($\mathfrak{S}$, $\mathfrak{S}_0$ Einheitsvektoren, Winkel $(\mathfrak{S}, \mathfrak{S}_0) = \vartheta$). $\mathfrak{S}$ ist hier in der zum Lichtvektor der einfallenden Welle senkrechten Ebene angenommen. Die Integrale sind über das streuende Volumen zu erstrecken, sie nehmen einen besonders großen Wert an für $\mathfrak{v}^+ = 0$ bzw. $\mathfrak{v}^- = 0$, und diese Bedingungen sind wegen (2) identisch mit der Braggbedingung S. 758. Wählt man das streuende Volumen als Parallelepiped mit den Seiten a, b, l ($abl = V$), so findet man [(22) Debye, l. c.]:

$$\mathfrak{J}^+_{\Omega,\mathfrak{S}^*} = \mathfrak{J}_0 \delta^2 \frac{\pi^2 \nu^2 (\nu+\Omega)^2}{4 c^4 R^2} V^2 \left(\frac{\sin\frac{\mathfrak{v}_1 a}{2}}{\frac{\mathfrak{v}_1 a}{2}}\right)^2 \left(\frac{\sin\frac{\mathfrak{v}_2 b}{2}}{\frac{\mathfrak{v}_2 b}{2}}\right)^2 \left(\frac{\sin\frac{\mathfrak{v}_3 l}{2}}{\frac{\mathfrak{v}_3 l}{2}}\right)^2, \quad (4)$$

wenn man die drei Komponenten von $\mathfrak{v}^+$ mit $\mathfrak{v}_1$, $\mathfrak{v}_2$, $\mathfrak{v}_3$ bezeichnet.

Wir interessieren uns hier für das von den elastischen Wellen der Wärmebewegung gestreute Licht und müssen daher, um die Gesamtintensität des Streulichtes zu erhalten, Formel (4) noch über all die Wärmewellen verschiedener Richtung und Frequenz summieren. Da die Frequenzen aller in Betracht kommenden Wärmewellen sehr klein sind gegen $\frac{k}{h}T$, haben praktisch alle Wellen die gleiche Energie kT und erzeugen daher auch alle die gleiche Druckamplitude und damit gleiches δ in der Flüssigkeit. Jede Wärmewelle läßt sich charakterisieren durch einen Vektor $K\mathfrak{S}^*\left(K = \frac{2\pi\Omega}{v}\right)$, dessen absoluter Betrag durch die Frequenz und dessen Richtung durch die Fortpflanzungsrichtung der Welle gegeben ist. Aus der Jeans-Debyeschen Abzählung der Eigenschwingungen folgt, daß die Anzahl der Eigenschwingungen der Frequenz Ω proportional ist zu Ω^2; das bedeutet aber, daß die Wärmewellen in dem fingierten Raum, in dem wir den Vektor $K\mathfrak{S}^*$ auftragen, mit gleichmäßiger Dichte verteilt sind. Da nun, wie aus (2) folgt, der Vektor $K\mathfrak{S}^*$ sich nur um den konstanten Vektor $\frac{2\pi\nu}{c/n}\mathfrak{s}$ (konstant, weil Richtung und Frequenz der Lichtwelle fest gegeben) von $\mathfrak{v}^+$ unterscheidet, erhalten wir die im ganzen gestreute Intensität gerade, wenn wir (4) über den unendlichen $\mathfrak{v}^+$-Raum integrieren (Ersetzung von $K\mathfrak{S}^*$ durch $\mathfrak{v}^+$ bedeutet nur eine belanglose Verschiebung des o-punktes). Daß in Wahrheit das Wärmewellenspektrum bei großen Frequenzen abbricht, braucht hier nicht berücksichtigt zu werden, weil der Integrand ohnehin für große Frequenzen stark nach o geht. Damit der Volumeneinheit im Integrationsraum gerade eine Eigenschwingung entspricht, müssen wir (4) mit $\frac{1}{8}\frac{a\cdot b\cdot l}{\pi^3} d\mathfrak{v}_1 d\mathfrak{v}_2 d\mathfrak{v}_3$ multiplizieren (Faktor $\frac{1}{8}$, weil erst auf die 8 in den 8 Oktanten des $K\mathfrak{S}^*$-Raumes symmetrisch liegenden Schallwellen eine Eigenschwingung (stehende Welle) der Energie kT entfällt; die Normierung ist also so gewählt, daß die Amplitude δ einer Schwingung der Energie kT entspricht). Nun ist

$$\frac{1}{2}\frac{a}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\sin\frac{\mathfrak{v}_1 a}{2}}{\frac{\mathfrak{v}_1 a}{2}}\right)^2 d\mathfrak{v}_1 = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\sin\xi}{\xi}\right) d\xi = 1 \quad (5)$$

und entsprechend in der $\mathfrak{v}_2$- und $\mathfrak{v}_3$-Richtung. Wir erhalten die gestreute Gesamtintensität zu:

$$\mathfrak{J}^+ = \frac{\delta^2 \pi^2 \nu^2 (\nu+\Omega)^2}{4 c^4 R^2} V^2 \mathfrak{J}_0. \quad (6)$$

Erstrecken wir das Integral in den drei Richtungen nur von $\xi = -\pi$ bis $\xi = +\pi$, so erhalten wir in (5) statt 1 etwa 0,9 und in (6) $0{,}9^2\,\vartheta^+ = 0{,}73\,\vartheta^+$. Dem Werte $\xi = \pm\pi$ entspricht $\mathfrak{v}_1 = \pm\frac{2\pi}{a}$, und diesen Wert von $\mathfrak{v}_1$ erhalten wir, wenn wir in (2) statt den die Braggbedingung erfüllenden Wert $\Omega = \Omega_0$ $\Omega = \Omega_0 \pm \frac{v}{a}$ einsetzen (es ist der Einfachheit halber angenommen, daß die $\mathfrak{v}_1$-Achse in Richtung von $\mathfrak{s}$ und $\mathfrak{S}^*$ liegt). Nun ist selbst bei Abmessungen des Streuvolumens von nur ungefähr 1 cm in jeder Richtung $\frac{v}{a}$ bei Flüssigkeiten ($v = 10^5$ cm) nur von der Größenordnung 10^5, also sehr klein gegen Ω_0 ($\Omega_0 > 10^8$). Das heißt aber: Schon Schallfrequenzen, die sich nur um $\frac{1}{1000}$ von dem aus der Braggbedingung folgenden Ω_0 unterscheiden, sind bei der Streuung kaum mehr wirksam, da selbst bei einem Streuvolumen von nur 1 ccm schon 75 Proz. der Gesamtintensität von Schallwellen gestreut werden, deren Frequenz sich um weniger als $\frac{1}{10000}$ von Ω_0 unterscheidet. Die auf S. 768 behauptete große Schärfe der Verschiebung $d\nu$ ist durch diese Abschätzung bewiesen ($\Omega_0 = d\nu$).

Das δ der Formel (6) läßt sich mit Hilfe der Lorentz-Lorenzschen Gleichung durch die Amplitude der Dichteschwankung ausdrücken, und diese wieder läßt sich mit der Kompressibilität in die Druckamplitude umrechnen. Da sich endlich die Energie $E = kT$ der Wärmewelle aus der Druckamplitude Δp ergibt zu $E = V\frac{(\Delta p)^2}{2v^2\varrho}$, können wir das δ der Gleichung (6) durch einen Ausdruck ersetzen, in dem T, β (Kompressibilität) und n (Brechungsindex) auftreten. Nach Ausführung der leichten Umrechnung erhält man:

$$\vartheta^+ = \frac{\pi^2\beta \cdot kT}{2\lambda^4 R^2}\,\frac{(n^2-1)(n^2+2)}{9}\,V\vartheta_0. \qquad (7)$$

Wir haben bisher nur ϑ^+ berechnet, für ϑ^- ergibt sich aber der gleiche Wert; die Integration wird hier nur von einem anderen Nullpunkt aus vorgenommen. Die Intensität ϑ^- ist aber in einer scharfen Linie der Frequenz $\nu - \Omega_0$ konzentriert. Die Gesamtintensität $\vartheta^+ + \vartheta^- = 2\,\vartheta^+$ stimmt wegen (7) vollkommen mit dem Wert überein, den Einstein aus der Dichteschwankungstheorie abgeleitet hat.

Es ist damit streng gezeigt, daß der ganze (linear polarisierte) Dichteschwankungsanteil der Streustrahlung in zwei gleich intensiven, um sehr scharf definierte Beträge gegen die Primärfrequenz verschobenen Linien [$d\nu$ durch Formel (3) S. 758 gegeben] enthalten sein soll.

Nimmt man allerdings an, daß in der Formel (7) wegen des Zusammenhanges mit Schallausbreitungsvorgängen die adiabatische Kompressibilität stehen müßte, so erhält man keine vollkommene Übereinstimmung mit der die isotherme Kompressibilität enthaltenden Einsteinschen Formel. Man bekommt dann aber bei der weiteren Annahme, daß der Überschuß der Einsteinschen Strahlung über das $2\,\vartheta^+$ der Formel (7) in der Mittellinie konzentriert ist, wegen $\frac{\beta_{ad.}}{\beta_{is.}} = \frac{c_v}{c_p}$ gerade das von Landau und Placzek angegebene Intensitätsverhältnis der Mittellinie zu den verschobenen Linien.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Leipzig von 1931 bis 1934 als Dissertation durchgeführt. Herrn Prof. Dr. P. Debye möchte ich für die Anregung und ständige Förderung der Untersuchung meinen herzlichsten Dank aussprechen. Auch Herrn Dr. E. H. L. Meyer bin ich für viele Ratschläge dankbar.

Literaturverzeichnis.

1) W. Gerlach, Ann. d. Phys. **1**, 301, 1929.
2) J. Weiler, Zeitschr. f. Phys. **68**, 782, 1931; Physik. Zeitschr. **33**, 489, 1932.
3) A. Rousset, Journ. d. Phys. (VII) **3**, 555, 1932.
4) J. Cabannes u. P. Daure, C. R. **186**, 1533, 1928; J. Cabannes, P. Salvaires, C. R. **188**, 907, 1929; J. Cabannes, C. R. **191**, 1123, 1930.
5) M. Vacher, C. R. **191**, 1121, 1930.
6) E. Groß, Naturw. **18**, 718, 1930; Nature **126**, 201, 400, 603, 1930.
7) St. Rafalowski, Nature **128**, 495, 1931; Acta Phys. Polon. **1**, 117, 1932.
8) E. H. L. Meyer u. W. Ramm, Physik. Zeitschr. **33**, 270, 1932.
9) M. v. Smoluchowski, Ann. d. Phys. **25**, 205, 1908.
10) A. Einstein, Ann. d. Phys. **33**, 1275, 1910.
11) L. Brillouin, Ann. de Phys. **17**, 88, 1922.
12) P. Debye, Ann. d. Phys. **39**, 789, 1912.
13) P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Washington **18**, 409, 1932.
14) R. Lucas et P. Biquard, C. R. **194**, 2132, 1932.
15) J. Cabannes u. Y. Rocard, Journ. de Phys. **10**, 52, 1929.
16) L. Mandelstam, G. Landsbergu. M. Leontowitsch, Zeitschr. f. Phys. **60**, 334, 1930.
17) I. Tamm, Zeitschr. f. Phys. **60**, 345, 1930.
18) C. V. Raman, Nature **128**, 636, 1931.
19) G. Placzek u. E. Teller, Zeitschr. f. Phys. **81**, 209, 1933.
20) Schüler u. Keyston, Zeitschr. f. Phys. **72**, 423, 1931; Schüler u. Jones, Zeitschr. f. Phys. **74**, 631, 1932.
21) Stansfield, Phil. Mag. **18**, 371, 1909.
22) E. Groß, Nature **129**, 722, 1932.
23) E. Groß u. Khvostikov, Phys. Rev. **42**, 579, 1932.
24) C. V. Raman u. K. S. Rao, Phil. Mag. **45**, 625, 1923.
25) K. S. Krishnan, Phil. Mag. **50**, 697, 1925.
26) R. Gans, Ann. d. Phys. **77**, 317, 1925.
27) E. Groß, Zeitschr. f. Phys. **63**, 685, 1930.
28) A. Bogros u. Rocard, Journ. de Phys. **10**, 72, 1929.
29) C. Manneback, Zeitschr. f. Phys. **62**, 224, 1930.
30) L. Landau u. G. Placzek, Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion **5**, 172, 1934.

Physikalisches Institut der Universität Leipzig.

(Eingegangen 26. Juli 1934.)

Die Energieverteilung im Inneren eines von schnellen Kathodenstrahlen durchsetzten festen Körpers.

Von R. Glocker.

Bei der Röntgendurchstrahlung eines ausgedehnten, festen Körpers stellt sich im Inneren infolge des Zusammenwirkens von Absorption und Zerstreuung eine durch die Härte der Strahlung und die chemische Natur des Körpers bedingte Energieverteilung ein, deren Abhängigkeit von der Tiefe nicht mehr durch das exponentielle Absorptionsgesetz beschrieben werden kann. Die Einzelheiten dieser Energieverteilung von Röntgenstrahlen sind schon lange experimentell[1]) bekannt. Dagegen ist diese Aufgabe für Kathodenstrahlen, bei denen die Abnahme der Teilchenzahl begleitet ist von einer Energieabnahme des einzelnen Teilchens, noch nicht gelöst. Infolge der sehr geringen Eindringungstiefe der Kathodenstrahlen muß das Energiemeßgerät außerordentlich klein sein, um zu verhindern, daß durch das Strahlungsreagens eine grundsätzliche Abänderung der Tiefenverteilung bewirkt wird. Nachdem es Brasch und Lange[2]) gelungen ist, Kathodenstrahlen mit 2 Millionen Volt Spannung zu erzeugen und damit Reichweiten von mehreren Millimetern in Aluminium zu erreichen, haben sich die Aussichten für eine Untersuchung der Energieverteilung im Inneren wesentlich verbessert.

Gewisse Beobachtungen von Brasch und Lange, die eine erhöhte Wirkung in einer bestimmten Tiefenschicht vermuten lassen (Blasenbildung an Messingblechen, Häufung der Durchschläge bei isolierendem Kunstharz in der Tiefe), gaben die Veranlassung dazu, die Tiefenverteilung der Kathodenstrahlenenergie in Stoffen verschiedener Dichte im Hinblick auf eine biologische Fragestellung näher zu untersuchen. Mit Eisensalz getränkte Papierschichten[3]), die z. B. zwischen dünne Aluminiumplatten eingelegt wurden, zeigten einen deutlichen Höchstwert der Blaufärbung in einer Tiefe von 1–2 mm Wasseräquivalent. Für die quantitative Untersuchung hat sich eine strahlenbiologische Methode gut bewährt, die auf der Beobachtung der Schädigungsziffer von Drosophilaeiern[4]) beruht. Aus Holz, Fiber, Aluminium, Messing u. a. wurden dünne Platten hergestellt, die mit Hilfe einer Einspannvorrichtung zentriert werden konnten, so daß die in der Mitte jeder Platte befindliche zylindrische Vertiefung von 4 mm Durchmesser und 0,3 mm Tiefe, in der mehr als 100 Drosophilaeier untergebracht werden konnten, sich genau im gleichen Teil des Strahlenbündels befanden. Durch gleichzeitige Bestrahlung der verschiedenen Gruppen von Eiern wurden die Intensitätsschwankungen der Apparatur vermieden. Bei der außerordentlichen Kleinheit der als Strahlungsreagens dienenden biologischen Objekte ist, jedenfalls bei leichten Stoffen, eine entstellende Abänderung der Energieverteilung im Inneren nicht zu befürchten. Bei den verschiedenen Stoffen trat in etwa 2 mm Tiefe, umgerechnet nach dem Dichteverhältnis auf Wasser, eine wesentlich stärkere Wirkung auf als an der Oberfläche. Als Beispiel ist eine entsprechende Tiefenverteilungskurve für Aluminium in Fig. 1 dargestellt. Bei sehr schweren

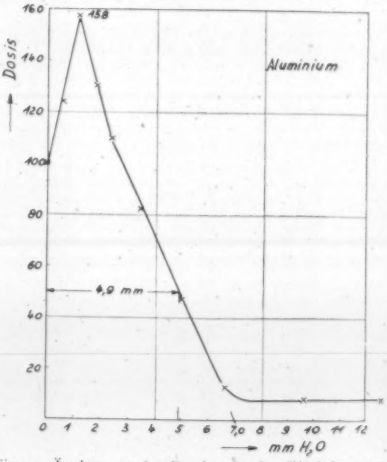


Fig. 1. Änderung der Dosis mit der Eindringungstiefe für Aluminium und 1600-kV-Elektronen.

Stoffen wie Platin war das Maximum wesentlich weniger gut ausgeprägt. Da nun bekannt ist[1]), daß die biologische Wirkung von Röntgen- und Kathodenstrahlen gleich ist der Energieabgabe innerhalb des Volumens des biologischen Objektes, so tritt hier der seltene Fall ein, daß eine physikalische Größe, nämlich die Tiefenabhängigkeit der Energieabgabe des Kathodenstrahlenbündels, am leichtesten zu messen ist

1) B. Krönig u. W. Friedrich, Physikal. u. biolog. Grundlagen der Strahlentherapie (Berlin 1918) u. a.

2) A. Brasch u. F. Lange, Zeitschr. f. Phys. **70**, 10, 1931; A. Brasch, Strahlenther. **44**, 505, 1932.

3) A. Brasch u. F. Lange, Strahlenther. (im Druck).

4) R. Glocker, G. A. Kugler u. H. Langendorff, Strahlenther. (im Druck).

1) Vgl. z. B. R. Glocker, Zeitschr. f. Phys. **77**, 653, 1932.

mit einer nichtphysikalischen Methode. Es erhebt sich nun die Frage, ob dieses Maximum der Energieabgabe auf Grund der bekannten Eigenschaften der Kathodenstrahlen theoretisch abgeleitet werden kann.

Die naheliegende Erklärung, daß es sich um die aus dem Whiddingtonschen Gesetz bekannte Tatsache handle, wonach die Energieabgabe eines Elektrons pro Längeneinheit des Weges am Ende seiner Reichweite stark zunimmt (Fig. 2), ist zu verwerfen, sobald man gleichzeitig die Abnahme der Teilchenzahl mit der Schichtdicke in Betracht zieht. Nach dem Lenardschen Gesetz[1]) nimmt die Teilchenzahl mit der Schichtdicke exponentiell ab[2]) und überwiegt weit die relativ geringe Zunahme der spezifischen Energieabgabe am Ende der Reichweite. Eine Erklärung des Maximums an Hand der Theorien über die Streuabsorption [Bothe[3])] und der Bremsung [Bethe, Heisenberg[4])] ist

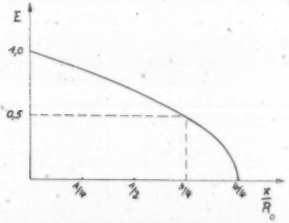


Fig. 2. Abnahme der Energie eines Elektrons mit der Bahnlänge.

nicht möglich, da in dem einen Fall die Bremsung, in dem anderen die Streuabsorption wegen mathematischer Schwierigkeiten vernachlässigt wird. Es bleibt nur die Möglichkeit, eine halb empirische Lösung zu suchen durch entsprechende Kombination gemessener Einzelgrößen mit allgemeingültigen Gesetzmäßigkeiten.

Die Energieverluste eines einzelnen Elektrons beim Durchgang durch die Materie sind leicht formelmäßig darzustellen. Dagegen muß die Zahl der Elektronen, die aus einer Schicht nach vorwärts und rückwärts austreten bzw. die Schicht überhaupt nicht verlassen, aus Messungen entnommen werden. Hierfür sind die Bestimmungen der Elektronenzahlen von Schonland[1]) an Aluminium für Kathodenstrahlen von 90 kV gut geeignet, da das auffallende Kathodenstrahlenbündel wie bei den oben erwähnten Versuchen an der Röhre von Brasch und Lange[2]) aus parallelen Strahlen besteht. Mit Drahtnetzen wird im Vakuum die Gesamtzahl der aus der Austrittseite bzw. der Einfallseite austretenden Elektronen in Bruchteilen der auf die Oberfläche auftreffenden Elektronenzahl des Primärstrahlenbündels I bestimmt $\left(\frac{i_t}{I}\text{ bzw. }\frac{t_r}{I}\right)$. Aus der Aufladung der Metallplatte ergibt sich ferner der Betrag i_a der Elektronen, welche die Schicht nicht mehr verlassen. Es ist

$$i_t + i_r + i_a = I\,. \qquad (1)$$

Im folgenden ist $I = 1$ gesetzt.

Wie die verschiedenen Teilbeträge sich mit der Schichtdicke ändern, ist nach den Messungen von Schonland aus Fig. 3 zu ersehen.

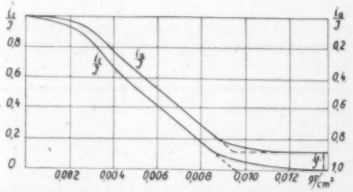


Fig. 3. Zahl der durch Aluminiumschichten hindurchgehenden Elektronen i_t und der total absorbierten Elektronen i_a nach den Messungen von Schonland.

Zur Berechnung der Energieverteilung im Inneren eines Körpers denkt man sich diesen am besten aufgeschnitten in eine Reihe von parallelen Schichten, die im Sinne der Primärstrahlrichtung durchnumeriert werden. Dann kommen für eine Energieabgabe in der n-ten Schicht in Betracht:

1. Elektronen, die durch die Vorderseite der n-ten Schicht eintreten und diese durch die Rückseite wieder verlassen: i_{t_n}.
2. Elektronen, die durch die Vorderseite der n-ten Schicht eintreten und in dieser Schicht steckenbleiben: i_{a_n}.
3. Elektronen, die als rückgestreute Elektronen der $(n+1)$-ten, $(n+2)$-ten, . . , Schicht durch die Rückseite der n-ten Schicht eintreten, in dieser steckenbleiben oder durch die Rückseite wieder austreten: i_{r_n}.

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten (Heidelberg 1925, Neuherausgabe).

2) Bei parallelem Einfall des Primärbündels erfolgt in den obersten Schichten der Intensitätsabfall etwas langsamer als exponentiell.

3) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **54**, 161, 1929.

4) H. Bethe, Ann. d. Phys. **5**, 325, 1930, und Zeitschr. f. Phys. **76**, 293, 1932; W. Heisenberg, Ann. d. Phys. **13**, 430, 1932.

1) B. F. Schonland, Proc. Roy. Soc. **104**, 235, 1923; **108**, 187, 1925.

2) Doppelte Ausblendung und Homogenisierung durch zwei Magnetfelder.

Aus den Messungen von Schonland ist unmittelbar zu entnehmen:

$$i_{t_1},\quad i_{t_2},\quad i_{t_3},\ldots$$
$$i_{r_1},\quad i_{r_1}+i_{r_2},\quad i_{r_1}+i_{r_2}+i_{r_3},\ldots$$
$$i_{a_1},\quad i_{a_1}+i_{a_2},\quad i_{a_1}+i_{a_2}+i_{a_3},\ldots$$

wobei zweckmäßig als Dicke der einzelnen Schicht ein Zehntel der Reichweite gewählt wird.

Die Energieabgabe eines Elektrons auf der Bahnlänge $0{,}1\,R_0$ (R_0 Anfangsreichweite entsprechend der Anfangsenergie E_0) ist nach der Whiddingtonschen Formel und nach der neueren Betheschen[1]) Formel für Elektronen von 100 kV und Wasser bzw. Blei in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I.

$\frac{x}{R_0}$	Wasser		Blei	
	(Bethe) $\Delta E/E_0$	(Whidding-ton) $\Delta E/E_0$	(Bethe) $\Delta E/E_0$	(Whidding-ton) $\Delta E/E_0$
0,0—0,1	0,058	$0{,}051_3$	0,051	$0{,}051_3$
0,1—0,2	0,059	$0{,}054_3$	0,053	$0{,}054_3$
0,2—0,3	0,065	$0{,}058_7$	0,058	$0{,}058_7$
0,3—0,4	0,066	$0{,}062_1$	0,063	$0{,}062_1$
0,4—0,5	0,073	$0{,}067_5$	0,067	$0{,}067_5$
0,5—0,6	0,079	0,075	0,075	0,075
0,6—0,7	0,091	$0{,}084_8$	0,085	$0{,}084_8$
0,7—0,8	0,101	0,100	0,101	0,100
0,8—0,9	0,132	0,131	0,131	0,131
0,9—1,0	0,276	0,316	0,316	0,316

Bei hochatomigen Elementen geben beide Formeln für die Energieabgabe von 100-kV-Elektronen völlig übereinstimmende Werte, während bei leichtatomigen Elementen geringe Unterschiede auftreten. Den folgenden Berechnungen wurde die einfachere Whiddingtonsche Formel, die bei Umrechnung auf die Reichweite keinerlei Materialkonstanten mehr enthält, zugrunde gelegt:

Aus
$$E_0^2 - E^2 = bx \qquad (2)$$
folgt
$$\frac{E^2}{E_0^2} = \frac{R_0 - x}{R_0}. \qquad (3)$$

Die Energie eines Elektrons mit der Anfangsenergie E_0 sei nach Durchlaufen der Strecke $0{,}1\,R_0$ auf E_1, nach Durchlaufen der Strecke $0{,}2\,R_0$ auf E_2 gesunken usf., die in der ersten Schicht abgegebene Energie sei $\Delta E_1 = E_0 - E_1$ usf. Dann beträgt die Energieabgabe in der n-ten Schicht der unter 1) genannten Elektronen

$$i_{t_n} \cdot \Delta E_n$$

1) l. c.

und der unter 2) genannten Elektronen

$$i_{a_n} \cdot E_{n-1}.$$

Für die rückgestreuten Elektronen (3.), die nur einen kleinen Bruchteil gegenüber den von vorwärts auftreffenden Elektronen ausmachen, ist nur eine summarische Berechnung der Energieabgabe möglich, indem als Energieabgabe in der n-ten Schicht die durchschnittliche Energieabgabe eines Elektrons auf dem Weg $0{,}1\,R_0$ eingesetzt wird. Nach den Messungen von Schonland wird das Maximum der Rückdiffusion mit $\frac{t_r}{I} = 0{,}11$ bereits für vier untenliegende Schichten je von der Dicke $0{,}1\,R_0$ erreicht. Man hat also für die Energieabgabe der unter 3) genannten Elektronen in der n-ten Schicht anzuschreiben

$$\frac{1}{4}\left(i_{t_n} + i_{t_{n+1}} + i_{t_{n+2}} + i_{t_{n+3}}\right) 0{,}11 \cdot 0{,}10.$$

Für die drei untersten Schichten fällt das Glied mit $(n+3)$, dann mit $(n+2)$ usf. weg, und es ist statt 0,11 zu setzen 0,09 bzw. 0,035 bzw. 0,018 gemäß den Messungen von Schonland.

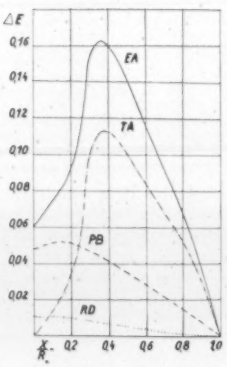


Fig. 4. Die Energieabgabe eines ursprünglich parallelen Kathodenstrahlenbündels auf seiner Bahn.

Das Ergebnis der Berechnung ist in Fig. 4 dargestellt. Man sieht, daß die von den rückdiffundierten Elektronen (RD) abgegebene Energie, die nur unsicher berechnet werden kann, im Verhältnis zu der Energieabgabe der total absorbierten[1]) Elektronen (TA), die in einer Schicht

1) Das Steckenbleiben rührt in den seltensten Fällen von einer echten Absorption (Bremsung in einem Akt) her, sondern meist von einer Erschöpfung der Reichweite durch Umwege infolge von Vielfachstreuung.

steckenbleiben, und der partiell gebremsten Elektronen (PB), die die Schicht wieder verlassen, klein ist und das Gesamtergebnis kaum beeinflußt. Ob das leichte Maximum bei den PB-Elektronen reell ist, mag dahingestellt bleiben. Sicher reell ist das starke Maximum der Energieabgabe der TA-Elektronen, die in einer Schicht ihre ganze Restenergie abgeben. Durch Summation der Ordinaten der drei Kurven erhält man die gesamte Energieabgabe (EA) als Funktion der Bahnlänge, ausgedrückt in Bruchteilen der Reichweite, mit einem Höchstwert bei etwa einem Drittel der Reichweite. Auf die genaue Form der Kurve soll hier kein Wert gelegt werden, da die Berechnungsgrundlagen nicht sicher genug sind. Aber zweifelsfrei vorhanden ist das Ansteigen der Kurve zu einem Maximum, das in der ersten Hälfte der Reichweite und nicht am Ende der Reichweite liegt. Physikalisch bedingt ist dieses Maximum durch den allmählichen Übergang des ursprünglich parallelen Kathodenstrahlenbündels in eine völlig diffuse Verteilung. Dies erfolgt auf dem Anfangsteil der Bahn, da nach den klassischen Versuchen von Lenard eine vollständige Zerstreuung des Bündels sich schon lange einstellt, ehe stärkere Geschwindigkeitsverluste merkbar werden.

Wie ändert sich nun das Bild beim Übergang zu schweratomigen Elementen hoher Dichte? Darüber können Messungen von Schonland an Gold Auskunft geben. Bei Gold ist die Zahl der total absorbierten Elektronen $\left(\frac{i_a}{I}\right)$ wesentlich kleiner als bei Aluminium. Dagegen ist die Rückdiffusion viel stärker $\left(\frac{i_r}{I} = 0{,}13 \text{ für } Al, = 0{,}50 \text{ für } Au\right)$. Die Zahl der durchgehenden Elektronen klingt mit abnehmender Geschwindigkeit bei Al rascher ab als bei Au. Es ergibt sich somit, daß in der Fig. 4 bei schweratomigen Elementen hoher Dichte, da die Geschwindigkeitsabnahme nach Tabelle I nicht wesentlich anders erfolgt, die Ordinaten von RD und von PB größer werden. Da gleichzeitig TA beträchtlich kleiner wird, ist der Höchstwert der gesamten EA nicht mehr so deutlich ausgeprägt wie bei den leichten Elementen.

Es erhebt sich nun die Frage, ob eine Extrapolation der Rechnungsergebnisse an 100-kV-Elektronen auf Versuche, die mit 1600-kV-Elektronen[1]) angestellt worden waren, überhaupt zulässig ist. Die Bremsung, bezogen auf gleiche Bruchteile der Reichweite, erfolgt, wie die Berechnung nach der Betheschen[1]) Formel zeigt, nicht wesentlich anders als bei den 100-kV-Elektronen. Schwieriger zu übersehen ist aber die Änderung der Streuverhältnisse beim Übergang zu sehr schnellen Elektronen.

Am ehesten läßt sich ein Überblick gewinnen an Hand der Betheschen Theorie[2]) der Streuabsorption, in der die Rückdiffusion allerdings nicht mitenthalten ist. Bei parallelem Einfall des Primärbündels ist die Gesamtzahl der durch die Schichtdicke D auf der Austrittseite austretenden Elektronen

$$\left.\begin{aligned} N = {} & c_1 e^{-\alpha D} \int_0^{\pi/2} g_1 \cos\delta \sin\delta \, d\delta \\ & + c_2 e^{-7\alpha D} \int_0^{\pi/2} g_2 \cos\delta \sin\delta \, d\delta , \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

wobei g_1 und g_2 nur vom Winkel abhängige Eigenfunktionen sind, die von Bothe berechnet wurden; α ist der Streuabsorptionskoeffizient.

Es ist nun aus den Lenardschen Messungen bekannt, daß α ungefähr mit E_0^3 abnimmt. Andererseits nimmt nach dem Whiddingtonschen Gesetz die Reichweite R_0 mit E_0^2 zu, so daß das Produkt beider Größen innerhalb gewisser Geschwindigkeitsgrenzen von der Anfangsenergie eines Elektrons unabhängig sein sollte. Um diese Beziehung an dem experimentellen Material zu prüfen, wurde nach den Lenardschen Messungen[3]) von α und den Reichweitebestimmungen von Buchmann[4]), von Schonland und Varder[5]) für Aluminium der Wert von $\alpha \cdot R_0$ für Elektronen von 8 kV bis 1000 kV aufgetragen. Zur Kontrolle wurden auch noch einige nach der Betheschen Formel berechnete Reichweiten eingezeichnet.

Man sieht aus Fig. 5, daß bei einer Veränderung der Anfangsenergie eines Elektrons im Verhältnis 1 : 125 das Produkt $\alpha \cdot R_0$ nur im

1) Nach magnetischen Ablenkungsversuchen von G. A. Kugler enthält das primäre Bündel mehrere Geschwindigkeitskomponenten zwischen 1000 und 1600 kV. Durch das zweite Magnetfeld wird das Bündel noch weiter homogenisiert, ohne daß jedoch eine ganz einheitliche Geschwindigkeit erreicht wird. Die für 1600 kV aus der Betheschen Formel errechnete Reichweite von 7,5 mm Wasser ist in guter Übereinstimmung mit der direkten Bestimmung von 7,0 mm aus Fig. 1.

1) Die Whiddingtonsche Formel ist für 1600-kV-Elektronen nicht mehr gültig.

2) W. Bothe, l. c.

3) P. Lenard u. A. Becker, Handbuch der Experimentalphysik **14**, 178, 1927.

4) E. Buchmann, Ann. d. Phys. **87**, 509, 1928. Messungen an Luft, nach dem Dichteverhältnis umgerechnet auf Aluminium.

5) B. F. Schonland, l. c.; R. W. Varder, Phil. Mag. **29**, 725, 1915.

Verhältnis 1 : 8 variiert[1]). Besonders bemerkenswert ist die Konstanz dieses Produktes zwischen 100 und 1000 kV. Der Verlauf der Kurve deutet darauf hin, daß auch bis 2000 und 3000 kV die Konstanz erhalten bleibt.

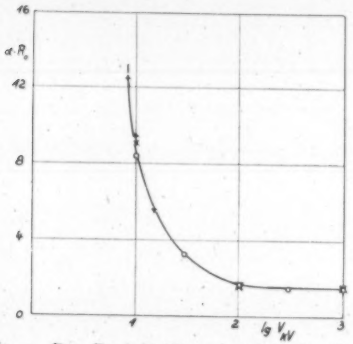


Fig. 5. Das Produkt Streuabsorptionskoeffizient × Reichweite als Funktion der Anfangsenergie. (Reichweitewerte: + Buchmann, ○ Schonland-Varder, × Bethe).

In den Geschwindigkeitsgrenzen, in denen gilt[2])

$$\alpha \cdot R_0 = \text{const} \qquad (5)$$

ist

$$\alpha D = \frac{D}{R_0} \cdot \text{const}\,. \qquad (6)$$

Dann sind alle Aussagen der Theorie der Streuabsorption unabhängig von der Geschwindigkeit, wenn die Schichtdicke D jedesmal auf die Reichweite bezogen wird. Insbesondere stellt sich der Übergang[3]) eines parallelen Strahlenbündels in eine völlig diffuse Verteilung, unabhängig von der Elektronengeschwindigkeit, stets nach Zurücklegen des gleichen Bruchteiles der Reichweite ein[4]).

1) Berücksichtigt man, daß Schonland und Varder die „praktische" Reichweite, Buchmann die „wahre" Reichweite angeben, so wird die Änderung von αR_0 noch kleiner, als in Fig. 5 gezeichnet.

2) Da α proportional der Dichte, R_0 indirekt proportional der Dichte ist, so gilt die für Aluminium abgeleitete Gleichung (5) für alle leichtatomigen Stoffe mit dem gleichen Wert der Konstante ($\alpha R_0 = 1{,}5$ für 100—1000 kV).

3) Mathematisch dargestellt durch das Abklingen der höheren Eigenfunktionen gegenüber der ersten Eigenfunktion.

5) Im Falle der Ungültigkeit der Gleichung (5) ist aus dem Verlauf der Kurve in Fig. 5 und aus Gleichung (6) zu sehen, daß bei langsamen Elektronen wegen des Anwachsens des Produktes αR_0 der Übergang in die diffuse Verteilung schon bei kleineren Bruchteilen der Reichweite eintritt als bei schnellen Elektronen.

Es ist daher zu erwarten, daß die in Fig. 4 dargestellten Verhältnisse auch bei 1600-kV-Elektronen im großen und ganzen erhalten bleiben und daß ein Maximum der Energieabgabe in der ersten Hälfte der Reichweite auftritt.

Bei den Versuchen an 1600-kV-Kathodenstrahlen ergab sich bei Holz, Fiber, Aluminium, Messing in einer Tiefe von einem Viertel bis zu einem Drittel der Reichweite ein deutliches Maximum der Wirkung infolge einer erhöhten Energieabgabe der Elektronen in dieser Tiefenschicht. Dieses Ergebnis sowie die Beobachtung, daß bei dem schweren Platinmetall das Maximum nur wenig ausgeprägt sich vorfindet, ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen.

Zusammenfassung.

1. Die von Brasch und Lange[1]), Glocker, Kugler und Langendorff[2]) an Kathodenstrahlen von 1600 kV beobachtete Erscheinung, daß in einer gewissen Tiefe innerhalb des durchstrahlten Körpers eine erhöhte Wirkung auftritt, wird auf halb empirischem Wege erklärt als eine Folge des Überganges eines parallelen Strahlenbündels in ein völlig diffuses.
2. Die Lage des Maximums in einem Viertel bis einem Drittel der Reichweite stimmt größenordnungsmäßig überein mit dem Rechnungsergebnis.
3. Die theoretisch zu erwartende Verflachung des Maximums bei schweren Atomen wie Platin wird experimentell bestätigt.
4. Unter der Voraussetzung der Konstanz des Produktes aus Streuabsorptionskoeffizient und Reichweite wird für die Bothesche Theorie der Streuabsorption ein Reziprozitätssatz abgeleitet, nach dem die Aussagen der Theorie geschwindigkeitsunabhängig werden, wenn alle Strecken auf die Reichweite bezogen werden.

Die Ausführung der diesen Berechnungen zugrunde liegenden Versuche, an denen die Herren Brasch und Lange, Kugler und Langendorff beteiligt waren, wurde durch das Entgegenkommen der Direktion der AEG. in Berlin und der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft in dankenswerter Weise ermöglicht.

1) Strahlentherapie (im Druck).
2) Strahlentherapie (im Druck).

Röntgenlaboratorium an der Technischen Hochschule Stuttgart.

(Eingegangen 17. Juli 1934.)

Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit dem Zählrohr.

Von Erich Regener und Georg Pfotzer.

Nachdem die Intensität der Ultrastrahlung mit offenen und geschlossenen Ionisationskammern bei einer Reihe von Ballonaufstiegen bis 27 km Höhe in der Atmosphäre gemessen ist[1]), erscheint es von Interesse, den Verlauf der Ultrastrahlungsintensität mit einem Geiger-Müllerschen Zählrohr bis in gleiche Höhen zu verfolgen. Einige Messungen mit dem Zählrohr von M. Cosyns, P. Kipfer und A. Piccard[2]) gehen nur bis 73 mm Luftdruck und reichen nicht bis zu den Höhen, in welchen die Ionisationskammer kein Ansteigen der Intensität mit der Höhe mehr zeigt[3]). Gerade dieser oberste Ast der Intensitätskurve der Ultrastrahlung ist wegen der noch offenen Frage der Ausbildung der durch die primäre Strahlung erzeugten Sekundärstrahlung von besonderem Interesse, und es erscheint unbedingt notwendig zu wissen, ob man mit einem Zählrohr einen gleichen oder einen anderen Verlauf der Höhenkurve der Ultrastrahlung bekommt als mit der Ionisationskammer. Für die Deutung der Absorptionskurve der Ultrastrahlung ist ferner die Frage von Bedeutung, ob die mit der Ionisationskammer gemessene Ultrastrahlungsintensität streng proportional der Zahl der auffallenden Korpuskeln (Quanten) gesetzt werden kann[4]). Wir haben daher eine leichte Zählrohrapparatur gebaut, die gleich beim ersten Aufstieg mit Registrierballonen 28 km Höhe erreicht und gut gearbeitet hat. Wir geben im folgenden darüber einen kurzen Bericht.

Das von uns verwendete Zählrohr sollte die Bedingung erfüllen, auf Strahlen von allen Richtungen ganz gleichmäßig anzusprechen. Ferner durfte es wegen des begrenzten Auflösungsvermögens auch der besten Zählwerke nicht zuviel Impulse/Sekunde am Erdboden geben, da nach der Ionisationskurve der Ultrastrahlung ein beträchtliches Anwachsen der Impulszahl mit der Höhe zu erwarten war. Wegen der geforderten gleichen Ansprechwahrscheinlichkeit für alle Richtungen mußte das Zählrohr im Verhältnis zum Durchmesser ganz kurz sein. Die Schwierigkeiten, die bei solch kurzen Zählrohren durch Störungen des Feldverlaufs an den Enden infolge der Aufladung des Isolationsmaterials auftreten, wurden durch die in Fig. 1 dargestellte Konstruktion überwunden. Das eigentliche Zählrohr von 20 mm Länge, 15 mm Durchmesser sitzt mit abgerundeten Kanten in einem weiteren Schutzzylinder und wird durch eine umlaufende Rippe gehalten. Der äußere Zylinder trägt die Isolatoren und die abgerundeten hochglanzpolierten Messinghalter für den Zähldraht. Diese Anordnung vermeidet Störungen durch die sonst vorhandenen Isolatoren.

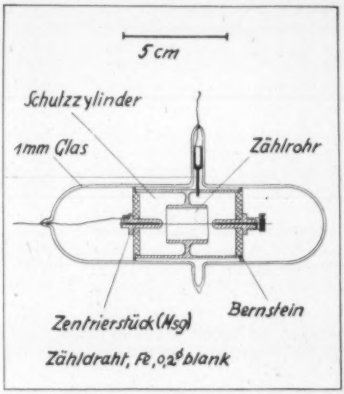


Fig. 1. Das Zählrohr.

Die Prüfung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs nach verschiedenen Richtungen geschah durch ein eng ausgeblendetes γ-Strahlenbündel eines Ra-Präparates unter Drehung des Zählrohrs und ergab das in dem Polardiagramm (Fig. 2) dargestellte Resultat. Innerhalb der durch die statistischen Schwankungen gegebenen Abweichungen sieht man keine bevorzugte Ansprechrichtung des Zählrohrs.

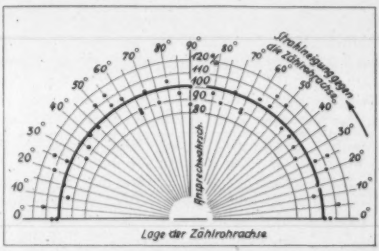


Fig. 2. Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs nach verschiedenen Richtungen.

1) E. Regener, Naturw. **20**, 695, 1932; Nature **130**, 364, 1932; Physik. Zeitschr. **34**, 311, 1933; **34**, 820, 1933.
2) M. Cosyns, P. Kipfer u. A. Piccard, Étude du rayonnement cosmique. Brüssel 1933.
3) E. Regener, l. c.
4) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 307, 1933; vgl. auch H. Kulenkampff, Physik. Zeitschr. **30**, 777, 1929.

Besonderer Wert wurde auf ausreichenden Zählbereich gelegt, damit Schwankungen der an das Zählrohr angelegten Spannung (etwa infolge Temperaturbeeinflussung der Spannung) möglichst ohne Einfluß blieben. Fig. 3 zeigt, daß bei 1050 Volt mittlerer Zählspannung der Zählbereich über 100 Volt betrug. Die Füllung bestand aus Argon von 60 mm Hg-Druck, das nicht besonders getrocknet war[1]). Das ganze Zählrohr war, wie Fig. 1 zeigt, in Glas eingeschmolzen. Als Spannungsquelle für das Zählrohr diente eine uns dankenswerterweise von der Pertrix AG. angefertigte leichte Trockenbatterie, die bei 1100 Volt 1200 g wog.

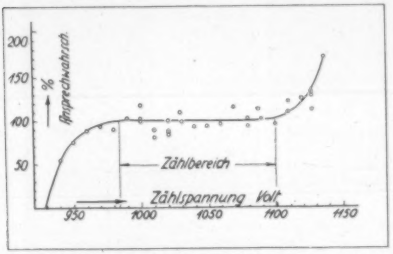


Fig. 3. Der Bereich konstanter Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs.

Die Spannungsstöße am Ableitwiderstand des Zählrohrs wurden mit Hilfe eines Kondensators auf einen Zweiröhrenverstärker übertragen, dessen erstes Gitter durch einen relativ hohen Widerstand (10^8 Ohm) abgeleitet war. Das elektrische Auflösungsvermögen des Verstärkers wird dadurch zwar herabgesetzt, ist aber immer noch sehr viel größer als das mechanische Auflösungsvermögen des mit dem Verstärker betriebenen Zählwerks. Dadurch war es möglich, mit zwei Röhren auszukommen, was im Interesse der Gewichtsersparnis sehr erwünscht war. Das Zählwerk zur Registrierung der Impulse war eine Taschenuhr, deren Anker durch einen an den Verstärker angeschalteten Elektromagneten bewegt wurde[2])[3]). Die bewegte Masse war sehr klein, so daß alle Impulse getrennt wurden, die in größeren Zeitabständen als 0,01 sec auf das Zählwerk kamen.

Da gleichzeitig mit dem Stand des Zählwerks Druck und Instrumenttemperatur festgehalten werden sollten, waren unmittelbar neben der Skala des Zählwerks diejenigen des Barographen und Thermographen (beide natürlich möglichst klein und leicht) angebracht. Wie aus Fig. 4 ersichtlich, wurde an Raum dadurch gespart, daß nicht die Zeiger von Baro- und Thermograph beweglich waren, sondern bei beiden bewegliche

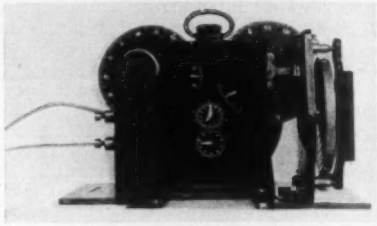


Fig. 4. Registrierwerk für Temperatur, Druck und Impulszahlen.

Skalen sich an feststehenden Zeigern vorbeidrehten (Fig. 4 zeigt rechts die Aneroiddose und Skala des Barographen, links die Bimetallwendel des Thermographen).

Die Skalen des Zählwerks, des Barographen und Thermographen wurden in einem lichtdichten Kasten alle 4 Minuten von einer kleinen Glühlampe mit Kondensor, die im Stromkreis einer Taschenbatterie mit Kontaktuhr lag, beleuchtet. Dadurch wurde eine Abbildung auf einer photographischen Platte bewirkt, die alle 4 Minuten durch einen Elektromagneten ein kleines Stück weitergedreht wurde. Auf der ganzen Platte waren bei einer Umdrehung 75 Aufnahmen möglich, was für alle Fälle ausreichte. Fig. 5 zeigt einen vergrößerten Aus-

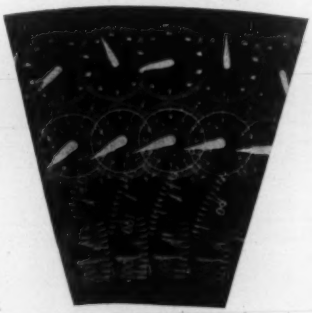


Fig. 5. Ausschnitt aus der Aufstiegsplatte (3fach vergrößert).

schnitt aus der Platte vom Aufstieg vom 24. Juli 1934. Obgleich sich die Bilder der Skalen zum Teil überdecken, ist alles gut ablesbar, da Zeiger und Skalen weiß auf schwarzem Grunde waren.

1) Das Zählrohr arbeitete dabei am besten.
2) E. Regener, Naturw. **19**, 171, 1931.
3) Die Firma Gebr. Junghans, Schramberg, hat uns freundlicherweise diese schönen Zählwerke hergestellt.

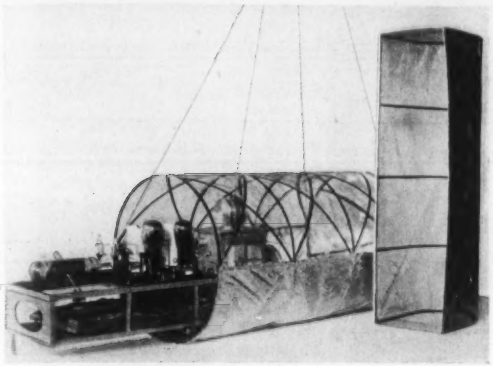


Fig. 6. Registrierapparat mit Schutzgondel.

Das ganze Gerät war zum Zwecke des Schutzes gegen die Kälte der Stratosphäre in einer länglichen Gondel untergebracht, die wie bei den Ballonelektrometern unten mit Aluminiumfolie, oben mit Zellophan beklebt ist. Zusammen mit der Gondel wog alles etwa 6 kg. Zum Hochbringen dieses Gewichtes waren 4 Ballone von je 6 kg Gummigewicht notwendig.

Fig. 6 zeigt das Gerät vor dem Einschieben in die Gondel. Die rechts sichtbare Haube aus Aluminiumpapier kommt noch innerhalb der Gondel über die ganze Zählrohrapparatur, um das Gerät vor direkter Sonnenbestrahlung zu schützen. Dieser schon oft erprobte Kälteschutz hat sich auch diesmal ausgezeichnet bewährt. Am Aufstiegsplatz herrschte beim Start am 24. Juli 1934 um $8^h 29^m$ schon eine Temperatur von 22° C. Beim Hochgehen stieg anfangs die Temperatur im Innern des Apparates auf + 27° C in 3,3 km Höhe und ging dann langsam herunter auf + 17° C in der maximalen Höhe von 28 km.

Beim Start der Ballone war der Himmel fast ganz bewölkt. Ein Gewitter war im Anzug, das gegen 11,15 Uhr in Stuttgart zum Ausbruch kam[1]). Am Landungsort setzte es etwa 1 Stunde nach der Landung ein. Irgendwelche Besonderheiten, die mit dem Gewitter in Zusammenhang gebracht werden könnten, sind an den beobachteten Impulszahlen nicht zu ersehen.

Die Tabelle I gibt die Ergebnisse des Aufstiegs. Spalte 3 enthält die direkten Ablesungen am Zählwerk. Nach Kontakt 17, 22, 27 und 32 ist die Belichtung und der Plattentransport ausgefallen. Die Spalte 4 gibt die addierten Differenzen aus Spalte 3, die wegen der bei größerer Impulszahl ausfallenden Impulse bereits korrigiert sind. (Wegen des guten Auflösungsvermögens des Zählwerks beträgt diese Korrektion bei der größten Impulsdichte nur 5 Proz.) Spalte 5 enthält die korrigierte Impulszahl/4 Minuten, entnommen aus der differenzierten Integralkurve[2]) nach Spalte 4. Spalte 6 enthält den Druck, Spalte 7 die Höhe in km, ausgerechnet unter Benutzung der monatlichen Mittelwerte für die Temperatur in verschiedenen Höhen, da unsere Vorrichtung ja nur die Eigentemperatur des Apparates, nicht die Außentemperatur der Luft registrierte.

Fig. 7 stellt die Zahl der Impulse für das von uns benutzte Zeitintervall von 4 Minuten als Funktion der Höhe dar. Wie man sieht, ist oberhalb 18 km die Impulszahl/4Minuten praktisch konstant. Ein leichtes Abnehmen in den zwei letzten Intervallen ist angedeutet, doch bleibt die Verminderung innerhalb der möglichen statistischen Abweichung. Diese beträgt für 1250 Impulse 35 Impulse.

Fig. 8 gibt den Vergleich der Zählrohrkurve mit zwei neueren Messungen mit Ionisationskammern, und zwar stellen die mit ● bezeichneten Punkte die Ergebnisse des Zählrohrs dar,

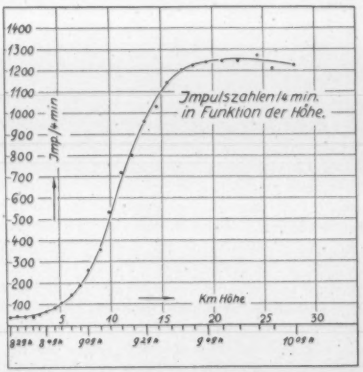


Fig. 7. Impulszahlen pro 4 Minuten in Funktion der Höhe.

1) Zur Zeit des Aufstiegs war es windstill. Wir nahmen die Gelegenheit wahr, den Apparat mit den Ballonen hochzubringen. In diesem Sommer waren windstille Tage selten.

1) Auf graphischem Wege differenziert. Die statistischen Schwankungen der Einzelwerte sind dadurch schon etwas ausgeglichen.

Tabelle I.

Zahlenwerte vom Zählrohraufstieg am 24. Juli 1934.

Uhrzeit	Kontakt Nummer	Zählwerkstand	Reduzierte Werte		Druck mm *Hg*	Höhe in km über Meer
			Impulszahl	Impulszahl/4 Minuten		
7^h45^m	1	7061	—	0	739,0	0,3
7^h49^m	2	7099	38	38	739,0	0,3
7^h53^m	3	7143	82	45	739,0	0,3
7^h57^m	4	7190	129	45	739,0	0,3
8^h01^m	5	7235	174	45	739,0	0,3
8^h05^m	6	7272	211	43	739,0	0,3
8^h09^m	7	7316	255	34	739,0	0,3
8^h13^m	8	7349	288	37	739,0	0,3
8^h17^m	9	7394	333	34	739,0	0,3
8^h21^m	10	7420	359	36	739,0	0,3
8^h25^m	11	7401	400	38	739,0	0,3
8^h29^m	12	7492	431	42	739,0	0,3
8^h33^m	13	7535	474	44	675,3	0,9
8^h37^m	14	7583	522	41	611,1	1,8
8^h41^m	15	7618	557	40	566,5	2,3
8^h45^m	16	7653	592	51	523,8	3,1
8^h49^m	17	7707	646	69	480,8	3,7
8^h53^m	18	—	—	84	434,0	4,5
8^h57^m	19	7851	790	102	402,3	5,1
9^h01^m	20	7978	917	144	352,9	6,1
9^h05^m	21	8156	1095	187	312,5	7,0
9^h09^m	22	8335	1326	260	279,7	7,8
9^h13^m	23	—	—	351	236,0	9,0
9^h17^m	24	9038	1988	532	206,5	9,9
9^h21^m	25	9715	2684	720	172,6	11,1
9^h25^m	26	10482	3475	800	145,2	12,2
9^h29^m	27	11295	4316	965	121,8	13,4
9^h33^m	28	—	—	1027	101,0	14,6
9^h37^m	29	13425	6539	1145	87,5	15,6
9^h41^m	30	14500	7661	1200	71,3	17,0
9^h45^m	31	15710	8931	1225	58,5	18,2
9^h49^m	32	16895	10173	1240	48,8	19,5
9^h53^m	33	—	—	1245	39,0	20,9
9^h57^m	34	19200	12591	1245	30,9	22,5
10^h01^m	35	20490	13949	1270	23,3	24,4
10^h05^m	36	21580	15088	1210	18,7	25,8
10^h09^m	37	22750	16315	1225	13,3	28,2

die △-Werte die Messungen mit einer geschlossenen Ionisationskammer mit Argonfüllung[1]), die ○-Punkte, die auf 0° 760 mm *Hg*-Druck umgerechneten Ergebnisse einer Messung mit einer offenen Ionisationskammer[2]). Als Abszisse ist in Fig. 7 nicht wie in Fig. 6 die Höhe, sondern der Luftdruck gewählt, weil er ein direktes Maß für die durchstrahlte Masse darstellt. Die Werte in großen Höhen erscheinen dabei natürlich gegenüber der Darstellung in Fig. 6 stark zusammengedrängt. Als gemeinsamer Punkt sind durch Wahl des Ordinatenmaßstabes die Werte beider Meßmethoden bei 100 mm *Hg*-Druck zur Deckung gebracht worden. Die Übereinstimmung des Verlaufs der Zählrohrkurve mit demjenigen beider Ionisationskurven ist so gut, daß durch alle drei Meßreihen nur eine Kurve hindurchgelegt werden kann. Auch bei der Kurve für die

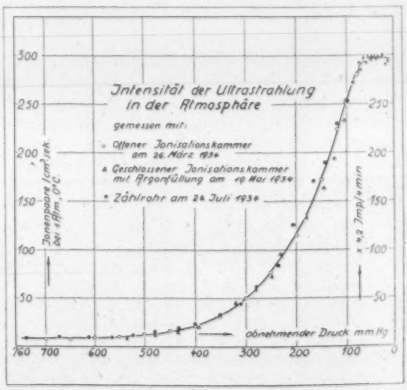


Fig. 8.

1) Vom 19. Mai 1934, noch nicht veröffentlicht.
2) Vom 26. März 1934 vgl. die nachfolgende Arbeit von E. Regener und R. Auer.

mit Argon gefüllte Ionisationskammer[1]) zeigt sich wie bei der Zählrohrkurve eine leichte Andeutung einer Intensitätsverminderung bei den niedersten Drucken.

Zusammenfassend können wir also feststellen:

1. Der Verlauf der mit der Ionisationskammer gemessenen Intensitätskurve der Ultrastrahlung ist bis zu 28 km Höhe in der Atmosphäre praktisch identisch mit der mit dem Zählrohr aufgenommenen Kurve[2]).
2. Aus 1. folgt, daß die spezifische Ionisation, das ist die Zahl der Ionenpaare, welche auf der Längeneinheit der Bahn von einer Ultrastrahlungskorpuskel gebildet werden, in dem untersuchten Bereich vom Erdboden bis zu großen Höhen praktisch die gleiche bleibt. Das ist, wie eingangs erwähnt, für alle Deutungsversuche der Ultrastrahlung wichtig, bei denen man bisher meist die mit der Ionisationskammer aufgenommene Absorptionskurve herangezogen hatte. Mit Vorstehendem erscheint der Nachweis erbracht, daß die in der Ionisationskammer gemessene Wirkung der Ultrastrahlung weitgehend proportional der Zahl der auffallenden Korpuskeln ist.
3. Der Zahlenwert der spezifischen Ionisation kann berechnet werden, wenn der Wirkungsquerschnitt des Zählrohrs bekannt ist. Das eigentliche Zählrohr (Fig. 1) hatte 20 mm Länge und 15 mm Durchmesser. Wegen der Feldstreuung an den Enden ist aber nicht die ganze Länge als wirksame Länge einzusetzen. Denn nach dem Polardiagramm (Fig. 2) ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs in Richtung seiner Achse ziemlich genau ebensogroß wie senkrecht dazu. Also ist auch für die Richtung senkrecht zur Achse der gleiche wirksame Querschnitt anzusetzen wie in der Achse. Das ist also der Querschnitt des Rohrs senkrecht zur Achse. In den letzten 24 Minuten fallen bei dem Aufstieg in großen Höhen im Mittel 5,13 Impulse/Sekunde[3]) auf das ganze Zählrohr, also auf den Quadratzentimeter 2,9 Impulse (Fläche = 1,77 cm²).

   In derselben Höhe entsteht in den sehr nahe kugelförmigen, also richtungsunabhängigen Ionisationskammern unserer geschlossenen Ballonelektrometer eine Ionisation von 300 J. Wir haben also eine spezifische Ionisation

$$k = \frac{300}{2{,}9} = 103\ J/\text{cm}.$$

   Diese Zahl ist aber als oberer Grenzwert zu betrachten, der für den Fall gilt, daß das Zählrohr 100 Proz. der auffallenden Korpuskeln zählt. Wenn ein kleiner Ausfall da ist, erniedrigt sich der Wert dementsprechend. Die Zahlen, die für k von Kolhörster und Tuwim[1]) ($k = 135$ J/cm) und von Th. H. Johnson[2]) ($k = 165$ J/cm) angegeben werden, erscheinen demgegenüber etwas zu hoch. Näher kommt der Wert von W. Messerschmidt[3]) ($k = 110$ J/cm). Noch niedrigere Werte[4]) würden mit unserem Wert verträglich sein, wenn bei uns das Zählrohr Impulse merklich ausgelassen hätte. Wir halten es bei dem großen Konstanzbereich und dem sonstigen guten Funktionieren des Zählrohrs für nicht sehr wahrscheinlich. Zu bemerken ist, daß es sich um die mittlere spezifische Ionisation, die sich auch auf eine Gruppe von Korpuskeln beziehen kann, handelt, nicht diejenige einer Bahn einer speziellen Korpuskel, da auch auf mehrfache Bahnen das Zählrohr mit einem Impulse ansprechen kann[5]).
4. Aus dem horizontalen Verlauf sowohl der Ionisationskurve wie insbesondere der Zählrohrkurve bei den größten Höhen könnte man versucht sein, zu schließen, daß eine Sekundärstrahlenbildung beim Eintritt der Ultrastrahlung in die Erdatmosphäre nicht eintritt, daß also die Ultrastrahlung als ein fertiges Strahlengemisch von außen eintrifft. Diesen Schluß darf man nicht ziehen. Er wäre nur zutreffend, wenn die Ultrastrahlung senkrecht auf die Erde einfallen würde. Alle bisherigen Beobachtungen sprechen aber

1) Wir halten diese Messung für die bisher beste mit geschlossenen Ionisationskammern.

2) Daß bei dem harten Anteil der Ultrastrahlung, wie er bei Messungen in größeren Wassertiefen auftritt, Zählrohr und Ionisationskammer den gleichen Intensitätsverlauf geben, ist bereits früher im Bodensee festgestellt worden (E. Regener, Naturw. **19**, 177, 1931). Noch nicht genau gemessen sind die geringen Wassertiefen und die Erdbodennähe. Da dieser Bereich wegen der Übergangseffekte von Interesse ist, soll er noch untersucht werden.

3) Da zur Berechnung des Mittels die letzten 7384 Impulse (ab 18 km Höhe) herangezogen sind, wäre dieser Mittelwert, wenn die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs gleich 1 gesetzt werden könnte, recht genau (statistischer Fehler 1 Proz.). Ungleichheiten des Materials und der Wandstärken von Zählrohr und Ionisationskammern sind ohne Einfluß, da wir das Gebiet der Konstanz der Ultrastrahlung oberhalb 18 km zur Rechnung heranziehen.

1) Kolhörster u. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **73**, 130, 1931.

2) Th. H. Johnson, Franklin Inst. **214**, 665, 1932.

3) W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **78**, 587, 1932.

4) W. F. G. Swann, Phys. Rev. **44**, 961, 1933; $k = 61$ in N_2, 57 in O_2, 89 in Ar.; W. Kramer, Zeitschr. f. Phys. **85**, 411, 1933.

5) Vgl. dazu Kolhörster u. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **81**, 435, 1933.

gegen einen senkrechten Einfall der Ultrastrahlung; im Gegenteil, man kann mit ziemlicher Bestimmtheit annehmen, daß sie von allen Seiten gleichmäßig einfällt. Eine für diesen Fall beobachtete Absorptionskurve kann man aber nach B. Groß[1]) auf den Fall senkrechter Inzidenz umrechnen. Es erscheint dann ebenso wie bei der Ionisationskurve auch bei der Zählrohrkurve ein Maximum bei etwa 130 mm *Hg*-Luftdruck[2]), das die Ausbildung von Sekundärstrahlen anzeigt.

Zusatz bei der Korrektur: Durch Versenken der Apparatur auf 240 m Wassertiefe im Bodensee ist in der Zwischenzeit noch die Rest-Impulsdichte, d. h. die Zahl der Impulse/Zeit nach Abschirmung aller Strahlung bestimmt worden. Sie ergab sich zu 5 Impulsen in 4 Minuten, ist also so klein, daß sie für die mitgeteilten Resultate keine Rolle spielt.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft haben wir für Bereitstellung von Mitteln sehr zu danken. Ferner danken wir unserem Institutsmechaniker F. Hartmann für schnelle und präzise Arbeit. Auch allen Helfern aus dem Institut möchten wir unseren Dank ausdrücken.

1) B. Groß, Zeitschr. f. Phys. **83**, 214, 1933.
2) Siehe die Fig. 3 bei Groß, l. c., S. 218.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 22. August 1934.)

Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit offenen Ionisationskammern.

Von Erich Regener und Reinhold Auer.

Vor kurzem ist eine Messung der Ultrastrahlungsintensität in der freien Atmosphäre mit einer „offenen" Ionisationskammer mitgeteilt worden[1]), d. h. mit einer Kammer, in der sich der Druck beim Aufstieg in der Atmosphäre immer mit dem äußeren Luftdruck ausgleicht. Die Vorteile dieser Meßmethode liegen zunächst darin, daß man mit einem Instrument von passender Empfindlichkeit den ganzen Bereich der Ultrastrahlungsintensität vom Erdboden bis zu großen Höhen in einer Messung umfassen kann. Denn wegen der Druckabnahme mit der Höhe variieren in einer offenen Kammer die zu messenden Ströme nur im Verhältnis 1 : 5, während in der geschlossenen Kammer die Ströme im Verhältnis der wahren Ultrastrahlungsintensität von 1 bis 150 gehen, so daß sie mit einem Instrument mit einem Meßbereich nicht gut gleichzeitig bei einem Aufstieg erfaßt werden können. Fast noch wichtiger erscheint der Vorteil, daß bei der Messung mit offener Kammer die Schwierigkeiten fortfallen, die bei geschlossenen Kammern bei höheren Drucken des Füllgases durch das auftretende Sättigungsdefizit[1]) entstehen. Es trifft sich dabei günstig, daß gerade in größeren Höhen, wo die Ultrastrahlungsintensität stark ansteigt, der Druck stark sinkt, so daß auf alle Fälle Sättigungsstrom erreicht wird. In der offenen Kammer wird ferner automatisch die sog. „deformierte" Intensitätskurve erhalten, an der nach E. Lenz[2]) das Auftreten von Komponenten in der Ultrastrahlung sofort zu sehen ist. Wir haben daher auf die Weiterentwicklung dieser Methode unsere Bemühungen gerichtet und geben im folgenden über weitere Aufstiege mit offenen Ionisationskammern einen Bericht.

Zwei von diesen Aufstiegen sind dabei auch der Frage gewidmet gewesen, ob vielleicht die Primärstrahlung der Ultrastrahlung eine Neutronenstrahlung ist. Die innere Oberfläche der Kammern war zu diesem Zweck mit dünnen Schichten von Zelluloid und Paraffin bekleidet, die wegen der durch auftretende Neutronen erzeugten *H*-Strahlen als Indikatorschichten für etwa vorhandene Neutronen brauchbar sind. Solche Versuche zum Nachweise von Neutronen in der Ultrastrahlung haben schon J. Curie und F. Joliot[3]) in der Forschungsstation auf dem Jungfraujoch (3458 m über Meer) angestellt. Das Ergebnis war zwar negativ, doch erscheint es nicht sehr sicher, da die Messungen durch den dort sehr großen und stark schwankenden Emanationsgehalt gestört waren[4]). Diese Störungen fielen bei unseren Messungen in der oberen Atmosphäre fort, außerdem war die Ultrastrahlungsintensität viel größer und die Methode für den Nachweis von Protonen empfindlicher.

Zu den ersten drei Aufstiegen wurde das schon früher erwähnte und abgebildete[5]) Instrument benutzt. Die durch ein P_2O_5-Rohr mit der Außenluft in Verbindung stehende Ionisationskammer aus Aluminium (Wandstärke etwa 0,3 mm) hatte 105 Liter Inhalt. Das Elektrometer war von der Ionisationskammer getrennt in einem besonderen, auf etwa 20 mm *Hg* ausgepumpten Gefäß aus Indilatans[6]) untergebracht

1) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 820, 1933.
1) Vgl. dazu B. Groß, Zeitschr. f. Phys. **80**, 125, 1933.
2) E. Lenz, Zeitschr f. Phys. **88**, 194, 1933.
3) J. Curie u. F. Joliot, Journ. de Phys. (7) **4**, 492, 1933.
4) Der gesamte Ionisationsstrom schwankte zwischen 15 und 45 *J*.
5) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 822, Fig. 3, 1933.
6) Für die Überlassung des Materials danken wir Herrn Prof. Goerens, Essen, bestens.

und registrierte wie bei den geschlossenen Ballonelektrometern[1]) Druck, Temperatur des Instrumentes und Spannung gleichzeitig alle 4 Minuten auf feststehender Photoplatte. Eine auf das Elektrometer aufgesetzte Aluminiumelektrode ragte zentral in die Ionisationskammer hinein. Das zweite, etwas größere Instrument hatte eine Kammer von 194 Liter Inhalt, die zwecks besserer Unterbringung in die Zellophanschutz-

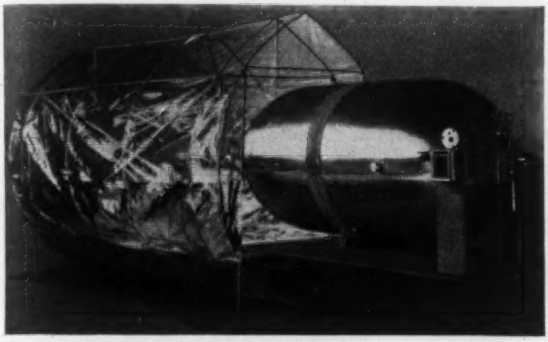


Fig. 1. Offene Ionisationskammer vor dem Einschieben in die Schutzgondel.

gondel horizontal gelagert war. Fig. 1 zeigt dies Instrument vor dem Einbringen in die Schutzgondel. Die Ionisationskammer kann in der Mitte auseinander genommen werden, um die Paraffinschicht einzubringen. Die Abdichtung der Fuge geschieht durch ein Stück umgelegten Ballongummi. Rechts ist das Elektrometer zu sehen; vorn der Kassettenteil des Kamerarohres und die Kontaktuhr, seitlich das Elektrometer mit Vakuummanometer. Das größere Instrument wog mit Schutzgondel etwa 6 kg, so daß 4 Registrierballone von 3 m Durchmesser zum Hochbringen notwendig waren.

Die Unterbringung des Elektrometers in einem besonderen, von der Ionisationskammer getrennten, stark luftverdünnten Raum hat sich sehr bewährt. Auf Temperaturänderungen reagiert ein solches Instrument gar nicht. Ein Elektrometer dagegen, das aus Quarz und Indilatans gebaut, an sich keine Beeinflussung der Spannungsempfindlichkeit durch Temperatur zeigt, gibt einen unregelmäßigen Gang des Spannungsabfalls, wenn es sich in einer gasgefüllten geschlossenen Ionisationskammer als spannungsführende Elektrode befindet und schnellen Temperaturänderungen ausgesetzt wird. Diese Unregelmäßigkeiten kommen von Raumladungen her, die durch die Temperaturänderungen in Bewegung geraten[1]). Solche Raumladungen entstehen an Stellen schwächerer Feldstärke bei Ultrastrahlungsmessungen besonders leicht, weil hierbei besonders schwer Sättigung zu erreichen ist. Wird die Ionisationskammer vom Elektrometer getrennt, so lassen sich in der Kammer durch passende Formgebung und durch passende Elektrodenform viel leichter tote Ecken für das elektrische Feld vermeiden, als wenn das Elektrometer direkt in die Ionisationskammer eingebaut ist. Das mit der Kammer verbundene evakuierte Elektrometer wiederum zeigt keine Störungen, weil gar keine Raumladungen auftreten können.

Obgleich das Elektrometer gegen Temperatureinflüsse unempfindlich ist, muß doch das „offene" Instrument gegen die Einflüsse der wechselnden Umgebungstemperaturen bei den Aufstiegen geschützt werden, nicht allein um tiefe Temperaturen zu vermeiden, sondern vor allem weil man die Temperatur der Luft in der Ionisationskammer zur Umrechnung des Ionisationsstroms auf 0° C kennen muß. Wir haben infolgedessen unsere Bemühungen sehr auf die Konstanthaltung der Temperatur der Ionisationskammer gerichtet, wobei wir das schon früher angegebene Prinzip der Treibhauswirkung gut ausnutzen konnten. Doch sind die Schwierigkeiten bei den offenen Ionisationskammern, die über 1 m groß sind, natürlich viel größer als bei den viel kleineren geschlossenen Instrumenten. Die Schutzgondeln aus Zellophan (Fig. 1), die unten mit Aluminium beklebt sind, halten im allgemeinen die Temperatur auch in der Stratosphäre auf passender Höhe. Dagegen erwies es sich als notwendig, die Kammern noch gegen die direkte Bestrahlung durch Hüllen von Aluminiumpapier zu schützen, da sonst lokal zu hohe Temperaturen erhalten werden. So zeigte sich bei einem Aufstieg mit der Kammer 2 (Fig. 1), bei der auf das Aluminiumpapier verzichtet und nur eine doppelte Zellophanhülle angebracht war, daß ein Teil des im Innern der Kammer angebrachten Paraffinbelages nach dem Aufstieg geschmolzen war. Wir sind daher um weitere Verbesserung bezüglich der Konstanterhaltung der Temperatur bemüht. Wir hoffen dann

1) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 312, 1933.

1) Vgl. darüber die Messungen von B. Groß, Zeitschr. f. Phys. **80**, 125, 1933.

auch die Abstiege verwerten zu können, die bisher durch die einströmende kalte Luft noch zu stark gestört waren.

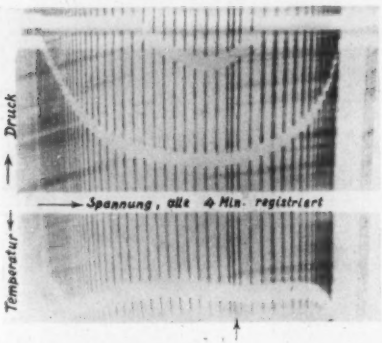


Fig. 2. Registrierplatte vom Aufstieg am 31. Juli 1934.

Fig. 2 zeigt die vergrößerte Wiedergabe der Registrierplatte, die mit dem Instrument 2 am 31. Juli 1934 erhalten wurde. Man sieht, daß beim Aufstieg alle Fadenbilder des Elektrometers schön scharf sind und daß gegenüber den ersten Registrierungen (vgl. die Platte vom 12. August 1932, die in dieser Zeitschrift, Bd. 34, S. 312, 1933, auf Tafel IV abgebildet ist) ein erheblicher Fortschritt erreicht ist. Der Abstieg, der diesmal sehr stürmisch war (das hängt davon ab, wieviel Auftrieb nach dem Platzen eines der meist 4 den Apparat tragenden Ballone übrig war) brachte allerdings wieder unscharfe Bilder. Der mit einem Pfeil markierte Strich rührt von einem Sonderkontakt her, der durch eine besondere Vorrichtung zur Messung des Druckes in dieser Höhe betätigt wurde.

Fig. 3 enthält die Ergebnisse der drei neuen Aufstiege mit offenen Kammern zusammen mit dem ersten bereits früher veröffentlichten Aufstieg (l. c.) in Kurvenform. Die Abszisse gibt den Luftdruck in mm *Hg* an, die Ordinate die Zahl der Ionenpaare/cm³ sec, die bei dem jeweiligen Drucke bei 0° C gebildet werden. Sie sind aus dem beobachteten Voltabfall in 4 Minuten (der Zeitabstand der Elektrometerbilder in Fig. 2), der Kapazität und dem Kammervolumen ausgerechnet, außerdem von der Kammertemperatur auf 0° C reduziert.

Die Aufstiege vom 30. August 1933 und 6. Dezember 1933 sind mit der kleineren 105-Liter-Kammer ausgeführt, und zwar ohne innere Auskleidung der Kammer mit einer *H*-Teilchen erzeugenden Schicht. Der Aufstieg am 26. März 1934 geschah wieder mit der kleinen Kammer, die auf der inneren Oberfläche eine 0,08 mm dünne Schicht von Zelluloid hatte, das in einer Lösung in Azeton aufgebracht und mit Graphit oberflächlich leitend gemacht war. Beim letzten Aufstieg am 31. Juli 1934 wurde das größere Instrument mit der 194-Liter-Kammer benutzt, dessen innere Oberfläche eine 0,4 mm dicke Schicht Paraffin erhalten hatte. Zum Leitendmachen der Oberfläche wurde Aluminiumpulver benutzt, das sich besser bewährte als Graphit.

Die 4 Kurven in Fig. 3 zeigen alle den gleichen charakteristischen Verlauf. Gleich nach dem Aufstieg geht der gemessene Ionisationsstrom herunter, weil der Apparat aus dem Bereich der radioaktiven Bodenstrahlung kommt, wobei ein Teil der Abnahme auf Rechnung der Druckabnahme zu setzen ist. Nach Überschreitung eines Stromminimums findet erneutes Ansteigen des Stromes statt, da die Ultrastrahlungsintensität schneller zunimmt als der Druck abnimmt. Es kommt dann zur Ausbildung des Maximums bei etwa 140 mm *Hg* Luftdruck, worauf ein schnelles Absinken des gemessenen Stromes mit der Höhe einsetzt, da die Ultrastrahlungsintensität, wie die Intensitätskurven der geschlossenen Ballonelektrometer zeigen, in größeren Höhen bald konstant wird, die Druckabnahme in der offenen Kammer aber eine mit dem Druck proportionale Reduktion des gemessenen Stromes hervorruft.

Es darf kurz darauf hingewiesen werden, daß die erhaltenen Kurven natürlich auch den Verlauf der Ionisierungsstärke der Ultrastrahlung in der freien Atmosphäre darstellen würden, d. h. die Zahl der Ionenpaare, die durch die Ultrastrahlung bei dem der Höhe entsprechenden Druck in der freien Atmosphäre gebildet werden, wenn sie auf die Temperatur der freien Atmosphäre mit dem entsprechenden Dichteverhältnis der Luft umgerechnet würden. Da die Kurven in Fig. 3 sich auf 0° C beziehen, würden für die tieferen Temperaturen in der oberen Atmosphäre höhere Werte herauskommen[1]).

Da die Kurven die „deformierten", d. h. die mit der von der Strahlung durchlaufenen Schichtdicke multiplizierten Intensitäten der Ultrastrahlung darstellen, können die in ihr auftretenden Maxima und Buckel nach E. Lenz[2]) den verschiedenen Komponenten der Ultrastrahlung zugeordnet werden. Ganz einwandfrei geht das nur mit dem Maximum bei 130—140 mm Druck, das zu der weichsten von uns mit W_2

1) Vgl. dazu V. F. Heß, Die Ionenbilanz der Atmosphäre. Leipzig 1934; und E. Lenz, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik **43**, 47, 1934.
2) E. Lenz, l. c.

bezeichneten Komponente gehört. Daß auch in dem übrigen Verlauf der Kurven noch Buckel da sind, dürfte unbestreitbar sein. Doch möchten wir die Zuordnung der einzelnen Buckel zu den dazu gehörenden Drucken bis zum Vorliegen weiterer Messungen verschieben. Die vorliegenden Messungen leiden noch unter der mangelhaft bekannten Temperatur der Ionisationskammer, der Temperatur, die für die Umrechnung auf 0° notwendig ist. Die Temperatur ist zwar bei allen Aufstiegen genau registriert worden, doch nur mit einer Bimetallamelle, die sich in dem Kamerarohr des Elektrometers befand. [Die Temperatur geht aus der unteren Länge der

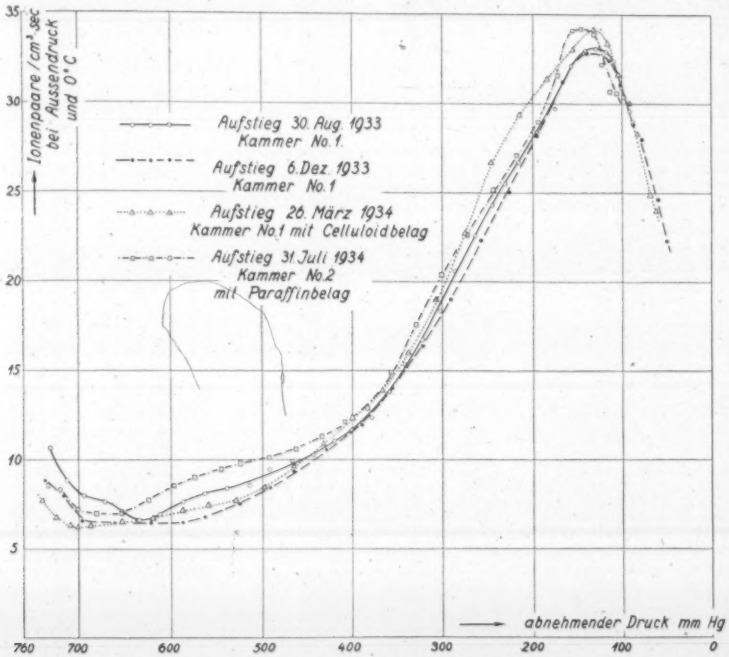


Fig. 3. Ionisation der Atmosphäre durch Ultrastrahlung (mit offenen Kammern gemessen).

Fadenbilder des Elektrometers auf der Registrierplatte hervor (Fig. 2)]. Bei der großen Ausdehnung der Ionisationskammer kann jedoch die Temperatur der Kammer zeitweilig eine andere gewesen sein als die des Elektrometers. Bei den 4 Aufstiegen sind die Vorrichtungen zum Konstanthalten der Temperatur verschieden gewesen, so daß wir nicht sicher sind, ob die Abweichungen der Kurven untereinander nicht von der mangelhaft bekannten Temperatur herrühren. Wir möchten auch die Abweichungen bei den Drucken zwischen 400 und 650 mm noch nicht sicher auf verschiedenen Emanationsgehalt der betreffenden Atmosphärenschichten schieben[1]). Bei den weiteren Aufstiegen, die wir jetzt vorbereiten, wollen wir auf Grund der gemachten Erfahrungen die Vorrichtungen für gleichmäßige Temperatur der Ionisationskammer besser ausbauen und auch die Temperatur der Kammer durch an der Kammer selbst angebrachte Thermographen bestimmen. Bis dahin verschieben wir auch die Reduktion der mit der offenen Kammer erhaltenen Werte auf Normaldruck, wodurch die normale Intensitätskurve der Ultrastrahlung erhalten wird[2]).

Die beiden Aufstiege mit den mit Zelluloid bzw. Paraffin ausgekleideten Kammern geben

1) Vgl. dazu G. A. Suckstorff, Physik. Zeitschr. **35**, 368, 1934.

2) Auch auf die Frage der zeitlichen Inkonstanz der Ultrastrahlung in größeren Höhen möchten wir erst später eingehen. Vgl. dazu E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 820, 1933.

nach Reduktion auf 0° C einen Wert beim Maximum bei 140 mm *Hg* Druck, der etwa um 1 *J* auf 33 *J* größer ist als der entsprechende Wert bei den nicht ausgekleideten Kammern. Diese kleine Vergrößerung möchten wir noch nicht als einen Nachweis für die Existenz von Neutronen in der Ultrastrahlung ansehen, da wir aus den eben diskutierten Gründen die Reduktion auf 0° C noch für zu unsicher halten. Man wird auch berücksichtigen müssen, daß zwar unsere Methode der offenen Ionisationskammer besonders geeignet zum Nachweis von Protonen ist, die an der Wand der Kammer entstehen, da sie wegen des geringen Druckes kein Sättigungsdefizit aufkommen läßt, daß aber andererseits eine erhebliche Empfindlichkeit für den Nachweis eines nicht hohen Gehaltes der Ultrastrahlung an Neutronen erforderlich sein wird. Denn wenn auch die spezifische Ionisierung der durch die Neutronen erzeugten *H*-Teilchen sicher wesentlich größer als die der Ultrastrahlung ist, so wird andererseits der Absorptionsakt der ungeladenen Neutronen in der Indikatorschicht, der zur Aussendung eines ionisierenden Protons führt, sehr viel seltener sein als bei der Ultrastrahlung, wenn man diese in der Hauptsache aus geladenen Teilchen bestehend annimmt. Muß also die Frage, ob die Ultrastrahlung Neutronen als Begleiterscheinung von Sekundärprozessen enthält, noch offen bleiben, so möchten wir aus unserem Resultat, daß nämlich die ausgekleidete und die nicht ausgekleidete Kammer keinen Unterschied im Strom geben, der größer als einige wenige Prozent ist, doch den Schluß ziehen, daß die primäre Ultrastrahlung nicht vollständig oder zum größeren Teile aus Neutronen bestehen kann. Es wurde ja schon vor der experimentellen Entdeckung der Neutronen vermutet[1]) und auch neuerdings des öfteren gelegentlich ausgesprochen[2]), daß die primäre Ultrastrahlung eine Neutronenstrahlung sein könnte. Diese Hypothese wird man wohl fallen lassen müssen. Denn bei dem Maximum bei 130 mm Druck bei unseren Kurven mit offenen Ionisationskammern hat die Ultrastrahlung, mit einer geschlossenen Ionisationskammer gemessen, schon mehr als zwei Drittel ihrer Maximalintensität, und wenn sie dabei zum größten Teil aus Neutronen bestehen würde, sollte sich zwischen ausgekleideter und nicht ausgekleideter Ionisationskammer ein beträchtlicher Unterschied ergeben haben, was nicht der Fall war. Bei der Wichtigkeit der Frage werden aber auch diese Versuche mit paraffinierter Kammer noch fortgesetzt werden.

1) A. von Antropoff, Naturw. **14**, 493, 1926.
2) Vgl. dazu R. Swinne, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 279, 1932.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft haben wir für die Gewährung von Mitteln sehr zu danken. Herrn Prof. Kleinschmidt und seinen Assistenten von der Landeswetterwarte danken wir für häufige Wetterberatung. Herrn A. Trost danken wir für Hinweise. Dank gebührt auch unserem Hausmeister Hellstern für den unermüdlichen Eifer, mit dem er unsere Registrierballone geflickt hat. Bei den Aufstiegen mit offener Ionisationskammer haben wir nämlich, da sie keine Höhen über 20 km erreichen brauchten, solche Ballone verwendet, welche schon einen oder mehrere Hochaufstiege mit geschlossenen Kammern hinter sich hatten und einigermaßen heil wiederkamen.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 22. August 1934.)

Aufnahmen des ultravioletten Sonnenspektrums in der Stratosphäre und vertikale Ozonverteilung.

Von Erich Regener und Victor H. Regener.

Noch bis vor kurzem hat man geglaubt, die Ozonschicht in der Erdatmosphäre in größeren Höhen, in etwa 40–50 km annehmen zu müssen[1]). Wesentlich niedrigere Höhen sind erstmalig von F. W. P. Goetz[2]) auf Grund von Messungen in Spitzbergen angegeben worden. Dabei wurde neben der üblichen Methode der Intensitätsmessung an den letzten Wellenlängen des direkten Sonnen-Ultravioletts auch die Methode der Messung des Zenitlichtes benutzt. Nach der letzten Methode haben dann kürzlich F. W. P. Goetz, A. R. Meetham und G. M. B. Dobson[3]) auch für unsere Breiten die Schwerpunktshöhe der Ozonschicht zu 22 km bestimmt und auch eine Kurve für die vertikale Verteilung des Ozons errechnet. Nach diesen Angaben ist also die Ozonschicht in Höhen zu suchen, die noch mit Ballonen erreichbar sind. Bei den letzten Stratosphärenflügen mit bemannten Ballonen haben daher auch Aufnahmen des ultravioletten Sonnenspektrums auf dem Programm gestanden, allerdings bisher ohne Erfolg. Nachdem gezeigt worden ist, daß die Untersuchung der Ultrastrahlung in der Stratosphäre mit unbemannten Registrierballonen und mit geschlossenen[4])

1) F. W. P. Goetz u. G. M. B. Dobson, Proc. Roy. Soc. A **120**, 252, 1928; **125**, 292, 1929.
2) F. W. P. Goetz, Gerlands Beitr. **31**, 119, 1931.
3) F. W. P. Goetz, A. R. Meetham u. G. M. B. Dobson, Nature **132**, 281, 1933 und Proc. Roy. Roy. Soc. A **145**, 416, 1934.
4) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933; Nature **130**, 364, 1932.

und offenen[1]) Ionisationskammern sowie mit Zählrohranordnungen[2]), die alle selbsttätig arbeiten, durchführbar ist, lag es nahe, diese Untersuchungsmethode auch auf die spektrale Erforschung des letzten Sonnen-Ultravioletts anzuwenden, zumal sich mit ihr viel größere Höhen erreichen lassen als mit den bemannten Ballonen; außerdem ist sie wenig kostspielig und läßt sich infolgedessen öfters wiederholen. Mit dem von uns ausgearbeiteten Registrierspektrographen haben wir denn auch gleich beim dritten Aufstieg eine Höhe von über 30 km erreicht. Hierüber sowie über die Auswertung der erhaltenen Spektrogramme für die Bestimmung der Lage der Ozonschicht geben wir im folgenden einen vorläufigen Bericht.

Die von uns angewandte Methode arbeitet folgendermaßen: Der mit Gummiballonen hochzusendende Spektrograph ist mit einer drehbaren photographischen Platte ausgerüstet, die in bestimmten Zeitabständen durch eine Kontaktuhr und einen mit einer Taschenlampenbatterie betriebenen Elektromagneten ein kleines Stück weitergedreht wird. Zwischen zwei Kontakten, d. h. zwischen zwei registrierten Höhen beim Aufstieg findet eine Dauerbelichtung der Platte statt. In dem Augenblicke, in dem die Platte weitergedreht wird, wird auch ein kleines Lämpchen eingeschaltet, welches den Stand von zwei Aneroiddosen (Normalbarograph und Spätanlaufbarograph für die niedrigen Drucke) sowie einer Bimetallamelle, die die Temperatur des Apparates anzeigt, festhält. Druck und Temperatur erscheinen dabei auf der Platte diametral gegenüber den zugehörigen Spektren (Fig. 2 auf S. 790). Der Spektrograph ist in ein ganz leichtes Holzgestell eingebaut, das in der unteren Hälfte mit Aluminiumfolie, in der oberen mit Zellophan beklebt ist (Fig. 1). In derselben Weise wie bei den Ballonelektrometern wirkt eine solche Vorrichtung als ein ausgezeichneter Kälteschutz. So ging beim dritten Aufstieg die am Kamerateil des Spektrographen gemessene Temperatur langsam auf + 17° C in 24 km Höhe herunter, um dann langsam auf + 21° C in 30 km Höhe zu steigen. Temperatureinflüsse auf den Spektrographen waren also nicht zu berücksichtigen.

Um die schwierige Ausrichtung des Spaltrohres des Spektrographen auf die Sonne zu umgehen, haben wir nicht das direkte Sonnenlicht benutzt, sondern eine horizontale, mit einem diffus reflektierenden Material bekleidete Scheibe (*R* in Fig. 1) 1,3–1,7 m senkrecht unterhalb des Spektrographen angebracht und das Spaltrohr senkrecht nach unten auf diese Scheibe gerichtet. Das bei beliebigem Sonnenstand senkrecht nach oben reflektierte Licht wird dann vom Spektrographen aufgenommen. Als reflektierendes Material haben wir Magnesiumoxyd benutzt, das mit Gips angerührt auf einem Drahtnetz aufgebracht war. Die leichten Stäbe und Drähte, welche die Scheibe in fester Lage zum Spektrographen halten (Fig. 1), stören durch ihren Schatten kaum,

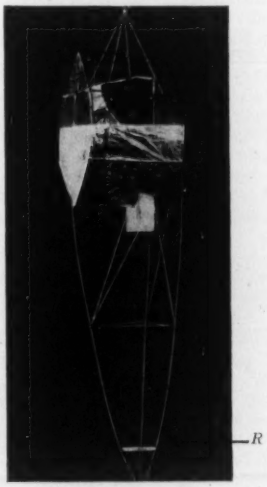


Fig. 1.

da die ganze Vorrichtung beim Aufstieg immer in langsamer Drehung begriffen ist, so daß der Schatten eines Stabes niemals dauernd auf eine Stelle der Scheibe fällt. Durch Aufnahme eines *Hg*-Spektrums über den Reflektor hatten wir uns davon überzeugt, daß das Magnesiumoxyd in dem in Betracht kommenden Ultraviolett noch genügend reflektiert.

Der Spektrograph war möglichst leicht aus Aluminium gebaut. Die Optik war einfach: Cornu-Prisma von 20 × 30 mm, als Kollimator eine plankonvexe Quarzlinse von 25 mm Durchmesser und etwa 300 mm Brennweite, als Kameraobjektiv gleichfalls eine plankonvexe Quarzlinse von 25 mm Durchmesser und etwa 250 mm Brennweite. Der Spalt war zwecks Erreichung scharfer Absorptionslinien nur wenig über 0,01 mm geöffnet. Da die plankonvexen Linsen bei voller Öffnung wegen sphärischer Aberration noch zu unscharfe Spektren gaben, wurden die Linsen auf 14 mm Durchmesser abgeblendet. Wie die Aufnahme Fig. 3 (S. 791)

1) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 820, 1932; Nature **132**, 696, 1933.

2) E. Regener u. G. Pfotzer, Physik. Zeitschr. **35**, 779, 1934.

zeigt, erhält man so recht scharfe Linien. Die Eichung auf Wellenlängen geschah mit dem Quecksilberspektrum, indem der Reflektor R (Fig. 1) mit einem Quarzbrenner beleuchtet wurde. Die ganze Apparatur wog mit Schutzgondel 2,7 kg und konnte mit 2 größeren Registrierballonen hochgebracht werden.

Wie aus Vorstehendem ersichtlich, handelt es sich um einen ausgesprochen lichtschwachen Spektrographen. War hierfür zunächst maßgebend, für einen ersten Versuchsapparat in dieser Richtung wenig Mittel aufzuwenden, so zeigte sich andererseits bald, daß er für den vorliegenden Zweck ausreichend ist. Natürlich kann man von einem so lichtschwachen Spektrographen nicht erwarten, daß er weit in das Ultraviolett vorstößt. So war denn auch die kürzeste Wellenlänge, die wir bei 10 Minuten Expositionszeit in der größten erreichten Höhe von 30 km nachweisen konnten noch eine Kleinigkeit länger als diejenige (2863 Å), die F. W. P. Goetz[1]) mit lichtstarker Apparatur in stundenlanger Exposition in Arosa erhalten konnte[2]). Für die erste Orientierung, für die die vorliegende Arbeit gedacht ist, genügt es, das Fortschreiten der vom Ozon durchgelassenen Strahlung zu kürzeren Wellenlängen in Abhängigkeit von der Höhe unter konstanten Versuchsbedingungen festzustellen.

Diese Beschränkung auf eine lichtschwache Apparatur brachte es in Verbindung mit einer sehr hart arbeitenden Plattensorte mit sich, daß uns die Beseitigung des Streulichtes, das von dem lichtstarken langwelligen Teile des Sonnenspektrums herrührend alle Arbeiten an der ultravioletten Grenze so stark stört, viel leichter gelang, als es zunächst erwartet wurde. Wir haben allerdings alle inneren Teile unseres Spektrographen vollkommen mit schwarzem Samt ausgekleidet und die Blenden sehr sorgfältig eingesetzt (die kleinste Blende dicht hinter der Kollimatorlinse nach dem Prisma zu). Der Erfolg war der, daß bei der benutzten Plattensorte (Agfa Phototechnische Platte B) und bei den angewandten Expositionszeiten jenseits der kleinsten beobachteten Wellenlänge der Plattenuntergrund vollkommen klar blieb. Das bedeutet, daß die Streulichtintensität, wenn überhaupt vorhanden, so doch unter dem Schwellenwert der Platte blieb — ein Resultat, das für uns ausreichend war. Die Anwendung eines Doppelspektrographen mit gekreuzten Prismen blieb uns dadurch erspart. Der Vorstoß zu kürzeren unbekannten Wellenlängen auch jenseits der Ozonbande muß und soll natürlich einer lichtstärkeren Apparatur vorbehalten bleiben.

Die drei Aufstiege mit unserem Instrument am 26. Juni, 7. und 31. Juli d. J. gingen bis 21, 20 und 31 km Höhe[1]), mit den Minimaldrucken von 37, 42 und 9 mm Hg. Die Höhen sind dabei unter Benutzung der monatlichen Mittelwerte der Temperaturen in der Stratosphäre berechnet, da die Lufttemperatur bei den Aufstiegen selbst nicht gemessen wurde. Beim ersten Aufstieg war der Himmel bedeckt, beim zweiten und dritten herrschte klarer Himmel.

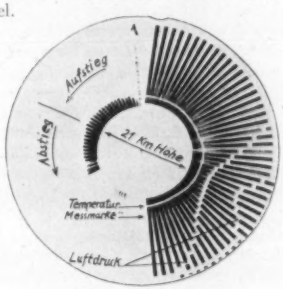


Fig. 2.

Fig. 2 gibt die am 26. Juni erhaltene Registrierung in $^1/_2$ natürlicher Größe wieder. Die stufenförmigen Unterbrechungen auf den Strahlen der rechten Seite geben die Schatten der beiden mit den Aneroiddosen direkt (ohne Übertragungsmechanismus) verbundenen Zeiger und entsprechen um so niedrigeren Drucken, je näher zur Mitte sie kommen. Der „Spätanlauf"-Barograph setzt dabei erst bei niedrigeren Drucken ein. Die UV-Spektren bei den betreffenden Höhen (diametral gegenüber den jeweiligen Drucken) sind bei diesem Aufstieg mit ungleichen Belichtungszeiten (immer 8, 8 und 4 Minuten) erhalten und gehen infolgedessen unregelmäßig zu kürzeren Wellen weiter. Das am weitesten reichende Spektrum beim niedersten Druck ist markiert. Der Abstieg geht schneller vor sich als der Aufstieg. Die Spektren gehen infolgedessen schneller wieder zu längeren Wellen zurück. Beim zweiten und dritten Aufstieg sind die Belichtungszeiten immer konstant zu 10 Minuten gewählt worden. Spektrum 1 ist das Hg-Spektrum, das unmittelbar vor dem Aufstieg aufgenommen war und zur Eichung auf Wellenlängen diente.

1) F. W. P. Goetz, Strahlenther. **40**, 690, 1931.
2) Die Benutzung des Reflektors R bedingt natürlich auch einen beträchtlichen Intensitätsverlust.

1) Die Maximalhöhe von 31 km ist beim dritten Aufstieg auch durch Doppelvisierung mit zwei guten geodätischen Theodoliten (die gewöhnlichen Ballontheodoliten sind zu ungenau) in Übereinstimmung mit der Höhenberechnung aus dem Barographen bestimmt worden.

Fig. 3 zeigt einen Teil der Spektren beim dritten Aufstieg in stärkerer Vergrößerung. Die letzte Schwärzung liegt beim höchsten Spektrum bei 2875 Å. Der Abstieg ging wieder recht schnell vor sich.

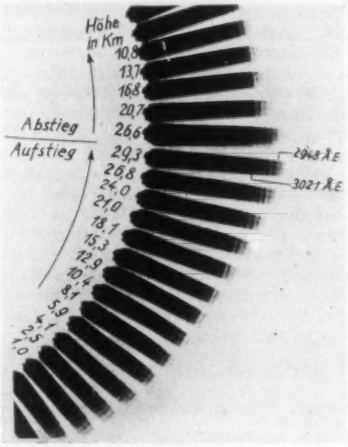


Fig. 3.

Die Berechnung der Verteilung der Ozonschicht mit der Höhe geschah in Anlehnung an die üblichen Methoden[1]). Eine Erschwerung findet bei uns die Berechnung durch den Umstand, daß unser Spektrograph nicht nur das direkte Sonnenlicht aufnimmt, sondern auch das zerstreute Himmelslicht; denn beides wird von der unter dem Spektrographen befindlichen Magnesiumoxydplatte reflektiert. Dabei wird aber vom Himmelslicht noch ein Teil um den Zenit herum (halber Öffnungswinkel etwa 8° bei 1,3 m Abstand der Platte vom Spalt) durch den über der Platte befindlichen Apparat abgedeckt. Außerdem reflektiert die Magnesiumoxydplatte nicht vollkommen diffus nach dem Lambertschen Gesetz, sondern die nach oben reflektierte Intensität nimmt mit abnehmender Sonnenhöhe h schneller ab als mit sinus h. Trotz dieser Komplikationen läßt sich die Berechnung für das direkte Sonnenlicht durchführen. Für das Himmelslicht dagegen liegen die Verhältnisse viel schwieriger und wir geben dafür nur Annäherungen und Abschätzungen. Es ist auch zu hoffen, daß die von uns beabsichtigten weiteren Aufstiege auch in der Frage des Himmelslichtes bald Klarheit bringen werden.

Da wir nicht die absolute Dicke der Ozonschicht ausrechnen wollen, sondern nur ihre Änderung mit der Höhe, gehen wir von einer Höhe H_1 aus, in der wir die über dieser Höhe liegende Ozonschicht $= d_1$ (gemessen wie üblich in cm bei 0° und 760 mm Hg) setzen. Die Ausgangshöhe H_1 wollen wir dabei so wählen, daß wir aus dem Bereich der Wolkenbildung und der erdnahen Einflüsse heraus sind, also etwa = 10 km. Dann soll die Dicke d_2 der über der größeren Höhe H_2 liegenden Ozonschicht ausgerechnet werden.

Wir suchen in dem aus der Höhe H_1 stammenden Spektrum die Wellenlänge λ_1 heraus, die auf der Platte die gleiche Schwärzung gibt wie die Wellenlänge λ_2 in dem Spektrum aus der Höhe H_2. λ_1 und λ_2 liegen nicht weit voneinander am kurzwelligen Ende des Spektrums, wo die Absorption durch das Ozon schon beträchtlich ist und steil ansteigt. Die Einflüsse der Dispersion des Spektralapparates und der Abhängigkeit der Plattenempfindlichkeit und anderer Apparatkonstanten von der Wellenlänge mögen in dem engen Wellenlängenbereich zu vernachlässigen sein.

Berücksichtigen wir zunächst nur die Schwächung des direkten Sonnenlichtes, so bedeutet gleiche Schwärzung der Platte, daß

$$J_1 R_{(h_1)} \cdot 10^{-\frac{\alpha_1 d_1}{\sin h_1}} = J_2 R_{(h_2)} \cdot 10^{-\frac{\alpha_2 d_2}{\sin h_2}} \qquad (1)$$

ist. Dabei sind noch J_1 und J_2 die extraterrestrischen Sonnenintensitäten bei den Wellenlängen λ_1 und λ_2, $R_{(h_1)}$ und $R_{(h_2)}$ das Reflexionsvermögen der Reflektorscheibe senkrecht nach oben bei den Sonnenhöhen h_1 und h_2, α_1 und α_2 die Absorptionskoeffizienten des Ozons[1]) bei den Wellenlängen λ_1 und λ_2, die aus der Absorptionskurve des Ozons entnommen oder nach empirischen Formeln berechnet werden können. Wegen der auftretenden Fraunhoferschen Linien werden die gleichen Schwärzungen zweckmäßigerweise aus den photometrierten Spektren entnommen, bei denen die auftretenden Lücken durch eine angeschmiegte Kurve ausgeglichen sind.

Nahmen wir so für unseren ersten Aufstieg am 26. Juni d_1 in 10 km Höhe = 0,24 cm[2]) an, so erhielten wir, nur mit dem direkten Sonnenlicht gerechnet, und vorerst ohne Photometrierung, für d_2 in 21 km Höhe den Wert 0,15 cm, also 37 Proz. Abnahme der Schichtdicke. In

1) Siehe darüber F. W. P. Goetz, Das atmosphärische Ozon, in Erg. Kosm. Phys. **1**, 180—235, 1931.

1) Man kann leicht zeigen, daß die Absorption durch Streuung vernachlässigt werden kann.

2) Nach freundlicher brieflicher Mitteilung von F. W. P. Goetz wurden in Arosa am 25. Juni 1934 0,268 cm O_3 gemessen.

21 km Höhe sind also etwa 40 Proz. der gesamten Ozonschicht durchschritten. Dabei war in 10 km die Sonnenhöhe $h_1 = 64° 40'$ in 21 km $h_2 = 62° 50'$, der Sonnenstand variierte also nicht stark, da 40 Minuten nach der Kulmination der Sonne die größte Höhe erreicht wurde.

Die Frage, welcher Fehler durch die Vernachlässigung des Himmelslichtes bei dieser Berechnungsmethode entsteht, hängt zunächst davon ab, wie groß die Intensität des zerstreuten Himmelslichtes im Verhältnis zum direkten Sonnenlicht anzusetzen ist. Je höher die Sonne steht, um so mehr verschiebt sich dieses Verhältnis zugunsten des direkten Sonnenlichtes. Wenn das direkte Sonnenlicht stark überwiegt, wird der Fehler nicht groß sein, wenn man nur mit dem direkten Sonnenlicht rechnet. Die mittlere Richtung in der das Himmelslicht die Ozonschicht durchsetzt, spielt dabei natürlich auch eine Rolle. Wir schätzen, daß bei Sonnenständen über 60°, wie sie beim Aufstieg am 26. Juni herrschten, der Fehler durch Nichtberücksichtigung des Himmelslichtes nicht groß ist. Anhaltspunkte dafür gewannen wir aus dem zweiten und dritten Aufstieg.

Beim zweiten Aufstieg am 7. Juli lagen die Verhältnisse ungünstiger. Der Start hatte sich verzögert und die Ballone waren durch eine absteigende Luftströmung über einem See längere Zeit in niedrigeren Höhen festgehalten worden. Die größte Höhe in etwa $\pm$ 20 km wurde daher erst 3 Stunden nach dem wahren Mittag erreicht. Die Sonnenhöhe war dabei schon auf 46° 30' zurückgegangen. Die Berechnung der Ozonschichtdicke haben wir für dieselben Höhen sowohl beim Aufstieg bei höherem Sonnenstande wie beim Abstieg bei kleinerer Sonnenhöhe durchgeführt. Es ergaben sich beim Abstieg kleinere Ozonschichten über der betreffenden Höhe als beim Aufstieg. Die Atmosphäre war also scheinbar durchlässiger geworden. Da man Änderungen der Ozonschicht in so kurzer Zeit nicht annehmen kann, so ist die Ursache darin zu suchen, daß das gesamte auffallende Licht nur zu einem Teile aus direktem Sonnenlicht, zum anderen aus zerstreutem Himmelslicht bestand, das einer Schwächung bei sinkender Sonne nicht in demselben Maße wie das Sonnenlicht unterliegt[1]). Wir bekamen also bei tieferer Sonne mehr Ultraviolettintensität, als man nach der Formel (1) für das schräg einfallende direkte Sonnenlicht zu erwarten hatte.

Beim dritten Aufstieg am 31. Juli d. J. lagen die Verhältnisse wieder günstiger. Er ging schneller vor sich, so daß die Sonnenhöhe überhaupt nicht stark variierte, die größte Höhe (diesmal 31 km) wurde bald nach dem wahren Mittag erreicht (15 Minuten später). Die erhaltenen Spektren haben wir mit einem einfachen, von W. Kramer im Institut gebauten Mikrophotometer mit Vakuum-Thermoelement durchphotometriert und an den Kurven, bei denen die Fraunhoferschen Linien überbrückt waren, die Wellenlängen konstanter Schwärzungen bei den einzelnen Spektren in verschiedenen Höhen ermittelt. Wir erhielten so die Abhängigkeit der Wellenlängen bestimmter Schwärzungen von der Höhe.

Die Ozonschichtdicke haben wir wieder unter der Annahme von $d_1 = 0{,}24$ cm in der Ausgangshöhe von 10 km zunächst nach Formel (1) ausgerechnet. Fig. 4 gibt die erhaltenen Ozonschichtdicken in Funktion der Höhe. Unterhalb 4 km ist der Verlauf extrapoliert (gestrichelt eingezeichnet). In 30 km Höhe würden demnach 70 Proz. der Ozonschicht unter dem Apparat sein.

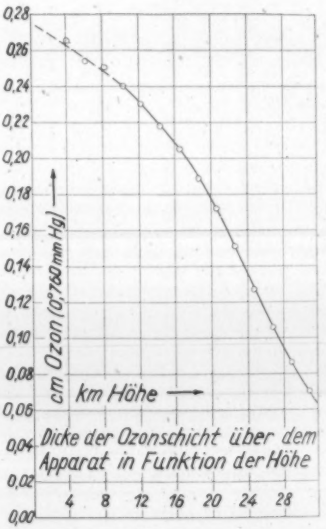


Fig. 4.

Bei diesem Aufstieg haben wir auch den Versuch gemacht, den Einfluß des Himmelslichtes gegenüber dem Sonnenlicht rechnungsmäßig etwas näher zu erfassen. Das geht nur, wenn man stark vereinfachende Annahmen einführt. So haben wir unter anderem vorausgesetzt, daß das Himmelslicht bei unseren Wellenlängen nur oberhalb der Ozonschicht durch Streuung

1) Ähnliche Überlegungen spielen beim Umkehreffekt (F. W. P. Goetz, Gerlands Beitr. **31**, 119, 1931) eine Rolle.

entsteht, daß die Himmelskugel nach allen Richtungen gleichmäßig strahlt und daß das Lambertsche Gesetz beim Reflektor erfüllt ist. Auch muß man bei zwei Höhen je zwei in gleichem Verhältnis zueinander stehende Schwärzungen nehmen (die also bei vier Wellenlängen liegen), damit das Verhältnis Himmelslicht zu Sonnenlicht herausfällt. Der entstehende Ausdruck ist nach d_2 nicht auflösbar und die Lösung kann nur durch ein mühsames Annäherungsverfahren gefunden werden. Wir haben einige Punkte des dritten Aufstieges durchgerechnet. Es ergibt sich bei den größten Höhen ziemlich gute Übereinstimmung mit den in Fig. 4 enthaltenen Angaben. Bei niedrigeren Höhen liegen die Werte 10 bis 20 Proz. tiefer als die in Fig. 4. Die Ozonschicht würde also noch schneller beim Aufstieg durchschritten werden als Fig. 4 angibt. Wir möchten aber nicht behaupten, daß dieses Resultat richtiger ist als das allein mit dem direkten Sonnenlicht berechnete. Die ziemlich groben Annäherungen, welche wir eingeführt haben, können vielleicht gerade einen Fehler in der Richtung von zu kleinen Werten der Ozonschicht in geringeren Höhen bewirkt haben. Wir möchten aber auf Grund der Rechnung annehmen, daß die mit dem direkten Sonnenlicht bei hohen Sonnenständen errechneten in Fig. 4 dargestellten Werte schon eine gute Annäherung an die Wirklichkeit wiedergeben und daß der Fehler schätzungsweise nicht größer als 10–20 Proz. ist.

Die maximale Konzentration des Ozons ergibt sich durch Differentiation der Kurve Fig. 4 zu 0,01 cm O_3/km. Dieses Maximum liegt nach der Kurve bei etwa 24 km; doch kann diese Höhenangabe natürlich keine Genauigkeit beanspruchen.

Wir hoffen, daß wir durch weitere Aufstiege, bei denen wir auch die Konzentration des Ozons durch die Absorption von Quecksilberlicht beim Maximum der Ozonabsorption direkt in der Höhe bestimmen wollen, bald genauere Werte erhalten werden.

Die von F. W. P. Goetz, A. R. Meetham und G. M. B. Dobson[1]) angegebene tiefe Lage der Ozonschicht bestätigt sich jedenfalls durch unsere Messungen auf das Beste. Auf einen Vergleich mit den von diesen Autoren gegebenen Kurven der Ozonkonzentration möchten wir erst nach dem Vorliegen weiterer Messungen zurückkommen.

Die Ozonschicht, die früher in 40—50 km Höhe angenommen wurde, ist des öfteren als Ursache für eine Schicht erhöhter Temperatur zur Erklärung der anomalen Schallfortpflanzung herangezogen worden. In den Höhen von 20 bis 30 km, in denen jetzt die Hauptmasse des Ozons nachgewiesen ist, sind bisher erhöhte Temperaturen nicht gemessen worden. Trotzdem kann immer noch das Ozon als eine Schicht erhöhter Temperatur in größerer Höhe in Betracht kommen. Denn zwischen 2400 und 2700 Å ist der Absorptionskoeffizient des Ozons größer als 100 (Basis 10), so daß schon eine Schicht von 0,01 cm Ozon die einfallende Sonnenintensität auf $^1/_{10}$ schwächt. Nach Fig. 4 liegen über 30 km Höhe noch 0,06 cm Ozon. Bereits in viel größeren Höhen ist also in dem genannten Wellenlängengebiet praktisch alle auffallende Sonnenenergie absorbiert. Wegen der im Gebiet der Hartleybande fast metallischen Absorption des Ozons kann also doch eine relativ dünne Schicht erhöhter Temperatur an der oberen Grenze der Ozonschicht auftreten.

1) l. c. am Anfang.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft gebührt Dank für die Bereitstellung von Mitteln. Die Institutwerkstätte verdient Dank für schnelle Arbeit.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 22. August 1934.)

Gebirgsmessungen der Ultrastrahlung in verschiedenen geographischen Breiten.

Von Hermann Hoerlin.

Als Teilnehmer an der Cordillera-Blanca-Expedition des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins unter der Leitung von Dr. Borchers, Bremen, konnte ich auf der Seereise von Magallanes nach Hamburg genaue Messungen des Breiteneffekts der Ultrastrahlung machen, die an anderer Stelle schon mitgeteilt wurden[1])[2]). Auf acht Gebirgsstationen führte ich ferner in verschiedenen Höhenlagen zwischen dem Meeresspiegel und 6100 m Höhe Standortsbeobachtungen der Ultrastrahlung durch. In den Monaten August bis Dezember 1932 wurde im nördlichen Peru, 9° südlich vom Äquator (2° nördl. geomagn. Breite) in 6 m, 2500 m, 3000 m, 3500 m, 4300 m, 4700 m, 5500 m und 6100 m Höhe jeweils längere Zeit mit einem, an einigen Punkten auch mit zwei Instrumenten registriert. Die Registrierdauer betrug auf jeder Station mindestens 5 Tage, meist länger. So wurde in 4700 m Höhe 20 Tage, in 5500 m 15 Tage und in 6100 m 6 Tage lang gemessen. Die Stationen lagen fast alle auf freien Bergkuppen mit geringer Ausblendung durch höhere Berge; die beiden höchsten Stationen befanden sich auf stark vergletscherten

1) H. Hoerlin, Naturw. **21**, 822, 1933.
2) H. Hoerlin, Nature **132**, 61, 1933.

Hauptgipfeln der Kordillere. Die Instrumente standen auf den beiden letztgenannten Stationen in Zelten 30 cm über dem Schnee; auf den schneefreien Stationen wurden sie auf Kisten $1^1/_4$ m über dem Erdboden unter luftigen Zeltbahnen aufgestellt.

Um den Breiteneffekt der Ultrastrahlung in verschiedenen Höhenlagen zu messen, wurde im September 1933 mit denselben Apparaten auf 3 Stationen im Berner Oberland in der Schweiz registriert, und zwar 1 Woche lang in einem kleinen Aussichtspavillon (2128 m) in der Nähe der Kleinen Scheidegg, 2 Wochen in einem Holzhüttchen auf dem Jungfraujochplateau (3474 m) und 1 Woche in einem Zelt auf dem Gipfel des Mönch (4105 m). Die geographische Breite dieser Stationen ist 47° Nord, die geomagnetische 49° Nord.

Bei allen diesen Gebirgsmessungen wurden wie auf der Seereise „Kugelpanzerapparate" (Fig. 1) benutzt, die in der Institutswerkstätte

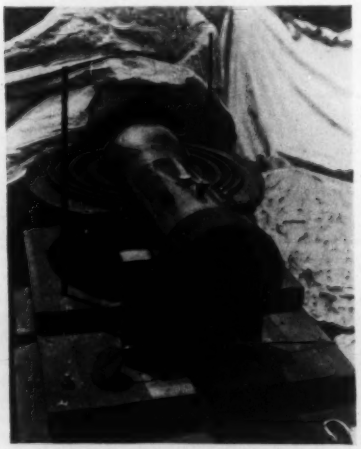


Fig. 1. Kugelpanzerapparat mit oben offenem Panzer.

nach Angaben von Prof. Regener hergestellt worden waren. Es sind Ionisationskammern aus Deltametall von 16 cm Durchmesser und 1 cm Wandstärke, in deren Mitte sich das Einfadenelektrometer befindet. Das Elektrometersystem ist von demselben Typ, wie bei den Instrumenten für die Messungen im Bodensee[1]) und in der Stratosphäre[2]). Es ist auf einen massiven 10 cm hohen Metallzylinder aufmontiert, der mit der Kammer verschraubt und verlötet ist. Die Stellung des Elektrometerfadens wird jede $^1/_2$ Stunde mit Hilfe einer kleinen Beleuchtungsanlage und einer Kontaktuhr auf einer stillstehenden photographischen Platte festgehalten, die dem andern Ende des Metallzylinders gegenübersteht. Der Strahlengang vom Objektiv zur Photoplatte wird mit Hilfe eines Prismas durch den Metallzylinder gebrochen hindurchgeführt, damit auch auf der Seite des Kamerarohres eine genügend starke Abschirmung gegen die radioaktive Umgebungsstrahlung möglich ist. In den Metallzylinder sind außerdem noch die Beleuchtungsanlage, Ladevorrichtung und Ventil mit Manometer eingebaut. Der „Kugelpanzer" zur Abschirmung der radioaktiven Umgebungsstrahlung besteht aus acht ineinanderpassenden, hohlen Halbkugeln von insgesamt 10 cm Dicke und je 25 kg Gewicht (1 Traglast).

Die im folgenden mitgeteilten Ergebnisse wurden mit dem im Gebirge hauptsächlich benutzten „Kugelpanzerapparat" Nr. II erhalten. Er war mit Kohlensäure von 7,5 Atm. Druck bei 16° C gefüllt. Sein Voluminhalt betrug 2044 cm^3, seine Kapazität war 2,48 cm. Er arbeitete in einem Spannungsbereich von 600 bis 250 Volt. Der Reststrom war im Bodensee in 250 m Wassertiefe bestimmt worden. Die Druckabhängigkeit der Ionisation wurde mit einem Laboratoriumsinstrument gleicher Bauart gemessen.

In der Fig. 2 ist die Intensität der Ultrastrahlung, gemessen in Ionenpaaren pro cm^3 und sec in Luft von 1 Atm. Druck und 16° C, in Abhängigkeit vom Barometerstand aufgetragen. Die einzelnen Meßpunkte sind Mittelwerte aus mehrtägigen Registrierungen; ihre erhebliche Genauigkeit ist aus ihrer guten Lage zur Kurve ersichtlich. Die radioaktive Umgebungsstrahlung, die in die Kammer eindringt, nimmt bei den Messungen mit offenem Panzer unterhalb der Schneegrenze einen ziemlich hohen Wert an. Sie wurde durch Vergleich der mit offenem und geschlossenem Panzer oberhalb und unterhalb der Schneegrenze erhaltenen Meßpunkte graphisch bestimmt und in Abzug gebracht. Es wurde dabei die Annahme gemacht, daß die Absorption der Ultrastrahlung für Luft und Eisen pro Masseneinheit nicht verschieden sei und daß auf den vergletscherten Berggipfeln der Emanationsgehalt der Luft praktisch zu vernachlässigen sei.

Aus den Registrierungen mit geschlossenem und offenem *Fe*-Panzer ergeben sich zwei Kurvenpaare, die in der Fig. 2 mit *A* und *B* bezeichnet sind. Das Kurvenpaar *A* zeigt die Intensität der Strahlung am Äquator und in 47° nördlicher

1) E. Regener, Zeitschr. f. Phys. **74**, 433, 1932.
2) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.

geographischer Breite bei Registrierung mit geschlossenem Eisenpanzer. Das Kurvenpaar *B* zeigt die Meßwerte an denselben Orten, jedoch bei Registrierung mit oben offenem Eisenpanzer. Beide Kurvenpaare ergeben ein ähnliches Bild. Die Kurven streben in den größeren Höhen immer stärker auseinander. Die Intensitätsunterschiede zwischen äquatorialen Regionen und 47° nördlicher geographischer Breite (49° geomagnetisch Nord) betragen bei der Meßreihe mit geschlossenem Panzer in Meereshöhe 12 Proz., in 4100 m Höhe dagegen schon 28 Proz.; bei der Meßreihe mit oben offenem Panzer in Meereshöhe 13 Proz., in 4100 m Höhe 36 Proz.

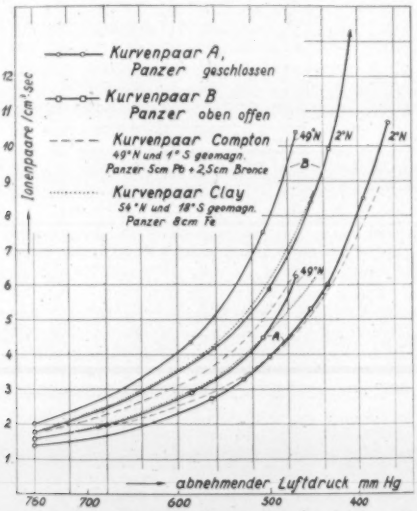


Fig. 2. Intensität der Ultrastrahlung in verschiedenen Breiten in Abhängigkeit vom Luftdruck.

In der Fig. 2 sind zum Vergleich noch ähnliche Kurvenpaare eingezeichnet, die A. H. Compton[1]) im Jahre 1932 und J. Clay[2]) im Jahre 1933 gemessen haben. Clay gewann seine Werte bei Flugzeugaufstiegen in Amsterdam (54° geomagn. Nord) und in Bandoeng (18° geomagn. Süd). A. H. Compton hat in den Alpen ebenfalls im Berner Oberland teilweise an genau denselben Stellen, in Peru nur 3° südlicher, als meine Stationen lagen, seine Ablesungen gemacht. Auch Millikan und seine Mitarbeiter[1]) haben 1932 und 1933 in Peru, Panama und in Nordamerika bei Flugzeugaufstiegen ähnliche Ergebnisse gefunden.

Alle Beobachtungen ergeben im wesentlichen dasselbe Bild. Die zahlenmäßig etwas verschiedenen Angaben der einzelnen Beobachter können zum Teil durch die Verschiedenheit der Apparate und durch die ungleiche Panzerung erklärt werden. Gegenüber dem von mir gemessenen Breiteneffekt von 28 Proz. in 4100 m Höhe bei einem Wasseräquivalent der Panzerung von 84 cm, findet A. H. Compton für dieselbe Höhe und dieselbe Breitendifferenz einen Effekt von 32 Proz. bei einem Wasseräquivalent der Panzerung von etwa 80 cm. Clays Breiteneffekt für diese Höhe ist wesentlich größer; er beträgt 38 Proz., doch hat sein Panzer nur ein Wasseräquivalent von etwa 70 cm, außerdem ist wegen der höheren Breite seines nördlichen Meßortes ein größerer Effekt zu erwarten.

Aus allen vorliegenden Messungen ergibt sich, daß die Ultrastrahlung in der gleichen Höhenlage in unseren Breiten nicht nur eine andere Intensität hat als am Äquator, sondern auch eine andere Zusammensetzung haben muß, denn die am Äquator abgelenkte Strahlung muß in höheren Breiten auf die Erde bzw. die Atmosphäre auftreffen. Ferner finden alle Beobachter übereinstimmend ein starkes Ansteigen des Breiteneffekts der Ultrastrahlung mit der Höhe. Ein solcher Anstieg war auch zu erwarten, da in großen Höhen mehr weiche Strahlung vorhanden ist, die durch das Magnetfeld der Erde stärker beeinflußt wird.

Herrn Prof. Dr. E. Regener danke ich herzlich für die Anregung und die intensive Förderung dieser Arbeit. Meinen Expeditionskameraden, dem Deutschen und Österreichischen Alpenverein, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Vereinigung der Freunde der Technischen Hochschule Stuttgart bin ich ebenfalls zu großem Dank verpflichtet. Zu danken habe ich ferner dem Hochalpinen Forschungsinstitut Jungfraujoch für die Überlassung eines Arbeitsplatzes und Herrn Victor Regener für seine Hilfe bei den Messungen im Jungfraugebiet.

1) A. H. Compton, Phys. Rev. **43**, 387, 1933.
2) J. Clay, Physica I, **5**, 363, 1934.

1) I. S. Bowen, R. A. Millikan u. H. V. Neher, Phys. Rev. **44**, 246, 1933.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 10. August 1934.

(Eingegangen 22. August 1934.)

Über die Messung radioaktiver Niederschläge mit Hilfe von Spitzenzähler und Zählrohr.

Von Adolf Krebs.

I. Problemstellung.

Zum qualitativen Nachweis der in der Luft vorhandenen Emanationen auf Grund ihrer aktiven Niederschläge benutzt man gewöhnlich die Elster-Geitelsche Drahtmethode. Bei ihr wird ein mehrere Meter langer Draht unter hohem negativem Potential drei bis vier Stunden lang in der zu untersuchenden Luft exponiert und dann in eine der bekannten Ionisationsapparaturen gebracht. Die Methode, die im Laufe der Jahre in ihrer Einfachheit recht gute Dienste geleistet hat, besitzt, sofern es sich um geringe Emanationsmengen handelt, nur den Nachteil, daß lange Drähte benutzt werden müssen. Verkürzt man die zu exponierenden Drähte, wie dies Messungen in Bergwerksschächten und Quellgängen, an biologischen Objekten und dergleichen nötig machen, so erreicht man — da die Menge des aktiven Niederschlages infolge des Gleichgewichtscharakters der radioaktiven Erscheinungen durch Erhöhung der Expositionszeit nicht beliebig vermehrt werden kann — bald die Empfindlichkeitsgrenze der gewöhnlichen Ionisationsanordnungen und es fragt sich, inwieweit durch Verwendung empfindlicher Anordnungen wie Spitzenzähler, Zählrohr und Vakuumduantenelektrometer in Verbindung mit geeigneten Ionisationskammern, Messungen nach dieser Methode an derartigen Stellen und Objekten noch möglich sind.

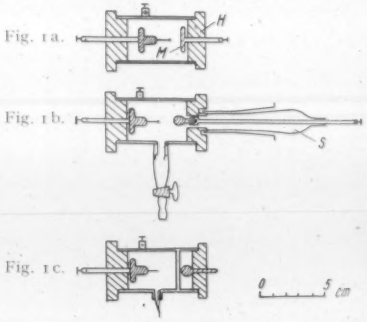
Spitzenzähler, Zählrohr und Vakuumduantenelektrometer, die in letzter Zeit häufig zur Messung geringer Aktivitäten in ihren Einzeleffekten verwandt worden sind[1]), zeigen bekanntlich spontane Ausschläge, die nicht nur auf Höhenstrahlungseinflüsse und Radioaktivität der Umgebung, sondern auch auf radioaktive Verunreinigungen des Zählerbaumaterials zurückzuführen sind. Eine absichtliche Verunreinigung des Zählers durch geringe aktive Niederschlagsmengen muß sich also in demselben Sinne auswirken, d. h. die Zahl der „Nullausschläge" muß in dem Maße wachsen wie die Infektion des Zählers zunimmt. Messung der Stoßzahlen vor, und Messung der Stoßzahlen nach dem Hineinbringen des aktiven Niederschlages in den Zähler müssen also gewisse Aussagen über die Menge des Niederschlages zulassen. Diese Erwartungen werden weitgehend gestützt durch Untersuchungen[1]), bei denen sich gezeigt hat, daß die Anordnungen — Spitzenzähler sowohl als auch Vakuumduantenelektrometeranordnungen — ohne weiteres auf ins Innere gebrachte Präparate und Infektionen ansprechen.

1) G. v. Hevesy, M. Pahl u. R. Hosemann, Zeitschr. f. Phys. **83**, 43, 1933; M. Mäder, Zeitschr. f. Phys. **88**, 601, 1934.

II. Versuchstechnik.

Zur Ausführung der Versuche kann man entweder gewisse Teile des Zählers längere Zeit unter Spannung in der zu untersuchenden Luft exponieren oder aber exponierte Draht- bzw. Metallstücke in den Zähler hineinbringen. Wir haben bei unseren ersten Versuchen die Spitze eines gewöhnlichen Spitzenzählers (Atmosphärendruck, Platinkügelchen von 0,25 mm Durchmesser) mit minus 2000 Volt drei bis vier Stunden lang in Freiluft exponiert und stets eine wesentliche Erhöhung der Stoßzahl festgestellt; zur Erzielung reproduzierbarer Verhältnisse jedoch — gelegentlich setzen sich auf der Spitze, dem empfindlichsten Teil des ganzen Zählers, Staubteilchen und Härchen fest — einige Zählertypen konstruiert, wie sie in Fig. 1 dargestellt sind.

Fig. 1a zeigt einen mit Atmosphärendruck arbeitenden Zähler. Bei ihm wird die Messingscheibe M an der Hartgummischeibe H aus dem Zähler herausgenommen, exponiert und dann



wieder eingesetzt. Zählungen der Stöße vor und nach der Exposition geben dann ein relatives Maß für die Menge des aktiven Niederschlages und gestatten innerhalb der bekannten Grenzen[2]) Rückschlüsse auf den Emanationsgehalt des betreffenden Luftraumes zu machen. Der Zähler selbst — Gehäuse aus Messing, Wulst aus Zink, Spitze gut ausgeglühtes Platinkügelchen von 0,22 mm Durchmesser am Ende eines

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **37**, 547, 1926. M. Mäder, l. c.

2) Meyer-Schweidler, Radioaktivität, Kap. VII, 1927.

0,05 mm starken Platindrahtes – war als Auslösezähler geschaltet, so daß alle vom aktiven Niederschlag ausgehenden Strahlen gezählt werden konnten. Die negative Gehäusespannung von ungefähr minus 3000 Volt lieferte ein Gleichrichteraggregat, dem zur Spannungskonstanz 0,8 Mikrofarad parallelgeschaltet waren. Beobachtet wurde in der üblichen Weise mit Elektrometer sowohl als auch Verstärker, Lautsprecher und Zählwerk[1]).

Einen Zähler für niedere Spannungen, der dann auch mit Anodenbatterien betrieben werden konnte, zeigt Fig. 1b. Statt der zu exponierenden Platte M wird hier als Sammler eine Messingkugel von 7 mm Durchmesser benutzt, die mittels des Glasschliffes S ausgewechselt werden kann. Die Kugel wurde nach sorgfältiger Reinigung in den Zähler eingesetzt, der Zähler auf einen bestimmten Druck – in unserem Falle 50 mm Hg – ausgepumpt und der Nulleffekt bestimmt. Hierauf wurde die Kugel aus dem Zähler entfernt, exponiert und gleich nach der Exposition wieder in den Zähler eingesetzt, der dann wieder unter denselben Bedingungen (Druck 50 mm, Spannung 1230 Volt) in Betrieb genommen wurde. Während bei dem Zähler 1a zwischen den einzelnen Messungen einer Meßreihe Kontrollmessungen des Nulleffektes erfolgten, wurde hier auf Kontrollzwischenmessungen verzichtet und nur vor der Exposition und durchschnittlich zwölf Stunden nach der Exposition das Arbeiten des Zählers (Nulleffekt) kontrolliert.

Obwohl sich bei den beiden beschriebenen Zählern höchst selten Störungen zeigten, die dann gewöhnlich durch Ausglühen der Spitze beseitigt werden konnten, wurde ein Zähler konstruiert, dessen Zählvolumen luftdicht von der Außenluft abgeschlossen war (Fig. 1c). Der Zähler – aus Zinkblech von 1 mm Stärke, Zinkwulst, Kügelchen 0,23 mm Durchmesser – war mit Luft von 45 mm Druck gefüllt und erforderte eine Betriebsspannung von ungefähr 1200 Volt. Als Sammler diente auch hier eine Kugel, und zwar deshalb, weil die Kugel im Vergleich zur Platte eine größere Raumwinkelausnutzung des Niederschlages gewährleistet. Bei der Exposition in emanationshaltiger Luft werden sich die Induktionen vorwiegend an den Stellen größter Feldstärke niederschlagen, bei der Platte z. B. besonders am Rand. Da jedoch der abgeschlossene Zähler nur auf Strahlen anspricht, die, von der Kugeloberfläche ausgehend, in das Zählvolumen des Zählers gelangen, also in der Beziehung schon den beiden erstgenannten Zählern nachsteht, die prinzipiell jeden vom Sammler ausgehenden Strahl, ganz gleich welche Richtung er hat, zählen, andrerseits aber auf die Zählung der vom Niederschlag ausgehenden α-Strahlen ganz verzichtet, wurde versucht, durch die Kugel eine etwas größere Ausbeute zu erreichen. Gezählt wurde auch hier vor und nach Exposition der leicht auswechselbaren Kugel. Zur Zählung gelangten die β- und γ-Strahlen von RaC und zum Teil die RaB-Strahlung.

1) B. Rajewsky, Physik. Zeitschr. **32**, 121, 1931.

Im Zusammenhang mit Untersuchungen an Zählrohren, über die gesondert berichtet werden soll, sei hier schon erwähnt, daß wesentlich geringere Emanationsmengen auf Grund der β- und γ-Strahlung ihrer aktiven Niederschläge mit luftdicht abgeschlossenen, ganz glatten Zählern gemessen werden konnten, dadurch, daß der Zähler als Ganzes, gewissermaßen als Sonde, mit negativer Spannung mehrere Stunden lang in den emanationshaltigen Raum hineingehängt wurde. Dabei wirkte die ganze Oberfläche des Zählers als Sammler, wodurch eine weit größere Zahl von β- bzw. γ-Strahlen des RaB und RaC ausgenutzt werden konnte als bei den Kugelversuchen. Die glatte Form des Zählers wurde der leichteren Säuberung wegen gewählt. Abätzen der äußeren Gehäusewand mit verdünnter Schwefelsäure, Abschmirgeln und vorsichtiges Waschen genügten, um den Niederschlag nach erfolgter Messung zu entfernen und so den Zähler für die nächste Messung zu präparieren. Im allgemeinen konnten die Zähler nach Abklingen der Induktionen, d. h. praktisch nach fünf Stunden, auch ohne Säubern schon wieder zu einer neuen Messung benutzt werden. Um Verunreinigungen der Isolationsflächen durch Adsorptionserscheinungen und dergleichen[1]) zu vermeiden, dürfte es

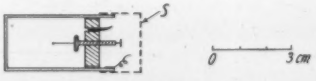


Fig. 2.

sich empfehlen, bei Exposition des ganzen Zählers in emanationshaltigem Raum die Isolationsflächen während der Exposition mit einer Schutzkappe S (Fig. 2) zu bedecken.

III. Ergebnisse.

In den folgenden Tabellen und Kurven sind einige Beispiele und Versuchsergebnisse zusammengestellt. Expositionen mit negativer Spannung führten stets zu einer Erhöhung der Stoßzahl, während Versuche mit positiver Expositionsspannung und Versuche mit angefeuchtetem oder angehauchtem Sammler niemals eine außerhalb der statistischen Schwankungsbreite

1) H. Israël, Emanation und Aerosol, Gerlands Beitr. (im Druck).

liegende Änderung der Stoßzahl ergaben. Die statistische Schwankung der Teilchenzahl bedingt bekanntlich einen mittleren relativen Fehler von der Größenordnung $\frac{1}{\sqrt{z}}$ (z = mittlere Teilchenzahl), der durch Häufung der Beobachtungen und Ausdehnung der Beobachtungszeit verkleinert werden kann. Mit Rücksicht auf den radioaktiven Zerfall des Niederschlages und die aufzunehmenden Abklingungskurven wurde bei unseren Versuchen durchschnittlich fünf Minuten lang gezählt, bei bloßen Vergleichsmessungen kann jedoch ohne weiteres über längere Zeiträume gezählt werden, da der Abfall in stets gleichen prozentualen Anteilen vor sich geht.

Zu den Zahlen der Tabelle I (Freiluftversuche) ist zu bemerken, daß die Ergebnisse einerseits durch die atmosphärischen Verhältnisse bedingt sind, andrerseits aber auch nicht mit der Absicht gleicher Versuchsbedingungen unternommen worden sind. Sie sollen nur zeigen, daß und unter welchen Bedingungen brauchbare Resultate zu erzielen sind. Die Verschiedenheit der Nullausschläge bei den Versuchen der Tabelle I sowohl als auch Tabelle II erklärt sich durch die Tatsache, daß zur Kontrolle mit verschiedenen Zählern (Messingzähler, Zinkzähler) unter verschiedenen Bedingungen (poliert, unpoliert, gereinigt, ungereinigt) gearbeitet worden ist.

Tabelle I.
Freiluftversuche.

Tag	Art	Expositionsspannung (in Volt)	Expositionsdauer (in Stunden)	Nulleffekt in Minuten	Stoßzahl nach Exposition in Minuten
19. März	Zimmer	— 4000	2	22/5	104/5
21. März	Zimmer	— 4000	3,75	11/3	118/3
18. April	vor Fenster	— 2000	3	22/3	180/3
19. April	vor Fenster	— 2000	3	32/3	180/3
20. April	vor Fenster	+ 2000	3	30/3	31/3
	vor Fenster	— 2000	3	31/3	195/3
4. Mai	vor Fenster	— 2000	2	18/3	105/3
7. Mai	vor Fenster	— 2000	3	13/3	65/3
	vor Fenster	— 2000	2	13/3	36/3
8. Mai	vor Fenster	— 2500	4,5	12/3	52/3
2. Juli	vor Fenster	— 4000	3,75	50/5	141/5
5. Juli	Zimmer	— 2000	12	44/3	287/3
	Zimmer	— 2000	4,5	64/5	160/5
9. Juli	vor Fenster	— 2000	3,5	66/5	116/5
12. Juli	Zimmer	— 2000	2,5	40/5	61/5

Systematische Versuche mit Zählern der Form 1a und 1b, die Anhaltspunkte für quantitative Aussagen gaben, wurden in einer Zehnliterkanne ausgeführt. Mit Hilfe geeichter Radiumpräparate bzw. elektrometrisch gemessener Lösungen wurden bestimmte Emanationsmengen in die Kanne hineingebracht und dann Expositionen unter unveränderten Bedingungen vorgenommen. So ergab die systematische Messung vom 26. Juni, die zur Urteilsbildung über Genauigkeit und Reellität des Effektes hier angeführt sei, folgendes Resultat (als Gesamtschwankung ist in den Beispielen die dreifache mittlere Schwankung angegeben):

Versuch vom 26. Juni.
Emanationsgehalt der Kannenluft: $100 \cdot 10^{-16}$ Curie/ccm.
Expositionsspannung: — 2000 Volt.
Expositionsdauer: 0,5 Stunden.
Zähldauer: Je 5 Minuten.

A nach Exposition	B Nulleffekt
240	117
237	93
226	106
215	101
Summe: $918 \pm 30{,}3$	$417 \pm 20{,}4$

$A - B = (501 \pm 109{,}5)/20' = 125 \pm 27{,}4$ Stöße/5 Minuten.

Aus den Versuchen mit der Zehnliterkanne folgt, daß bei den angegebenen Zählerdimensionen ein Emanationsgehalt von $1 \cdot 10^{-16}$ Curie/ccm bei Exposition in der Zehnliterkanne mit — 2000 Volt und dreieinhalbstündiger Expositionsdauer eine Erhöhung der Stoßzahl des Zählers um 5 ± 1 Stöße/5 Minuten bringt. Hier ist der Ort, um eine prinzipielle Bemerkung über die natürliche Stoßzahl des Zählers zu machen. Die Sicherheit und Genauigkeit des Effektes bei geringen Emanationsmengen ist um so größer, je geringer die natürliche Stoßzahl des Zählers

ist[1]). Im allgemeinen bietet es keine Schwierigkeiten, Zähler mit brauchbarem Nulleffekt zu erhalten, sorgfältige Materialauswahl, gute Zählerspitze und Reinigung tragen wesentlich dazu bei.

Bei nicht luftdicht abgeschlossenen Zählern zeigt sich im Laufe der Zeit eine Erhöhung der Stoßzahl, die auf eine Verseuchung des Zählers zurückzuführen ist. Inwieweit hier die Unter-

Tabelle II.

Kannenversuche.

Tag	Emanationsgehalt (in Curie/ccm)	Expositionsdauer (in Stunden)	Expositionsspannung (in Volt)	Nulleffekt in Minuten	Stoßzahl nach Exposition in Minuten
14. Mai	$7 \cdot 10^{-16}$	2	— 2000	5/3	28/3
15. Mai	$20 \cdot 10^{-16}$	4	— 2000	15/3	79/3
19. Juni	$15 \cdot 10^{-16}$	4	— 2000	30/5	121/5
20. Juni	$30 \cdot 10^{-16}$	3	— 3400	45/5	286/5
21. Juni	$15 \cdot 10^{-16}$	3	— 2000	56/5	116/5
22. Juni	$15 \cdot 10^{-16}$	3	— 2000	45/5	145/5
26. Juni	$100 \cdot 10^{-16}$	0,5	— 2000	93/5	237/5
10. Juli	$21 \cdot 10^{-16}$	3,5	— 2000	66/5	176/5

suchungen von Israël zur Erklärung herangezogen werden können, muß eine nähere Untersuchung zeigen. Es scheint, sofern man nicht radioaktive Folgeprodukte zur Erklärung heranziehen will, nicht ausgeschlossen, daß sich auf dem Sammler während der Exposition auch emanationshaltige Aerosolkerne niederschlagen, die im Laufe der Zeit auf die übrigen Zählerteile übergehen und dann durch ihre Strahlung sowie freiwerdende Induktionen eine Erhöhung des Nulleffektes verursachen. Für diese Erklärung spricht die Tatsache, daß die Zähler nach einiger Zeit sich dem Anfangswert ihrer Stoßzahl weitgehend nähern. Frei von diesem Nullwertseffekt sind Zähler der Form 1c; sie stehen allerdings in bezug auf Ausbeute den Versuchen mit offenen Zählern, die außer den β- und γ-Strahlen auch noch die α-Strahlen erfassen, nach. Aus drei nahezu unter denselben Bedingungen ausgeführten Messungen ergaben sich für einen derartigen Zähler die Werte:

Vakuumzähler 1c.
Emanationsgehalt der Kannenluft: $2{,}4 \cdot 10^{-12}$ Curie/ccm.
Expositionsdauer: 2,5, 2,5, 3,0 Stunden.
Expositionsspannung: — 2000 Volt.
Zähldauer: Je 5 Minuten.

Tag	A Stoßzahl nach Exposition	B Nulleffekt
30. Juni 1934	217	30
3. Juli 1934	203	31
4. Juli 1934	226	26
	Summe: $646 \pm 25{,}4$	$87 \pm 9{,}3$

$A - B = (559 \pm 81)/15' = 186 \pm 27$ Stöße/5 Minuten.

1) G. Hoffmann u. H. Pose, Zeitschr. f. Phys. 56, 406ff., 1929.

Für dieselben drei Messungen sind in Tabelle III und in Fig. 3 die Ergebnisse der

Tabelle III.

Zeit	Nulleffekt in 5 Minuten	Stoßzahl nach Exposition in 5 Minuten	Stoßzahl minus Nulleffektmittel
	Versuch vom 30. Juni 1934. $2{,}4 \times 10^{-12}$ Curie/ccm 2,5 Std. — 2000 Volt.		
12^{30}	34	—	—
12^{45}	30	217	187
13	34	184	154
13^{15}	27	157	127
13^{30}	35	120	90
13^{45}	23	110	80
14	22	92	62
14^{15}	36	80	50
	Versuch vom 3. Juli 1934. $2{,}4 \times 10^{-12}$ Curie/ccm 2,5 Std. — 2000 Volt.		
15^{30}	31	203	174
15^{45}	24	175	146
16	26	160	131
16^{15}	31	127	98
16^{30}	36	111	82
16^{45}	27	84	55
17	26	72	43
17^{15}	33	67	38
17^{30}	18	52	23
17^{45}	34	35	6
	Versuch vom 4. Juli 1934. $2{,}4 \times 10^{-12}$ Curie/ccm 3 Std. — 2000 Volt.		
9	38	—	—
12	26	226	197
12^{15}	30	210	181
12^{30}	21	206	177
12^{45}	—	168	139
13	30	130	101
13^{30}	—	83	54
14	29	60	31
14^{30}	—	49	20

Abklingungsmessungen aufgezeichnet. In Fig. 3a sind die Zerfallskurven von *RaC* bzw. *RaB* + *RaC* mit einem entsprechenden Reduktionsfaktor versehen, wiedergegeben; zur übersichtlicheren Darstellung in Fig. 3b nochmals nach Prozentanteilen aufgetragen. Die Meßpunkte liegen zwischen der *RaB* + *RaC*-Kurve und der *RaC*-Kurve, in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß der Zähler weder allein auf die *RaC*-Strahlung noch allein auf die *RaB* + *RaC*-Strahlung, sondern entsprechend seiner Konstruktion (Stirnwand aus 1 mm starkem Zinkblech) auf ein Gemisch aus beiden anspricht.

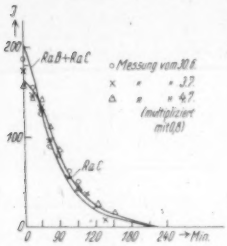


Fig. 3a.

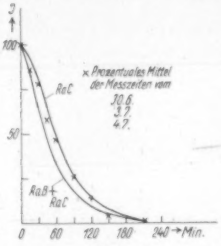


Fig. 3b.

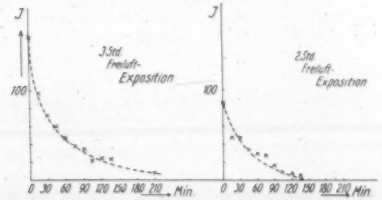


Fig. 4.

Fig. 4 endlich zeigt die Abklingungskurven für zwei unter verschiedenen Bedingungen vorgenommene Freiluftexpositionen nach Zählungen mit Zähler 1a.

Für Messungen mit noch größerem Nutzfaktor dürften sich Zählrohranordnungen empfehlen, sei es, daß man die Zählrohre als Ganzes zur Exposition in den emanationshaltigen Raum bringt (derartige Versuche mit Spitzenzählern entsprechend Fig. 2 gaben eine viermal größere Stoßzahl als die Versuche mit exponierter Kugel), sei es, daß man Anordnungen wie die von Ludwig angegebene und kürzlich von G. v. Hevesy zum Studium der Samariumstrahlung benutzte[1]) oder den von Klarmann[2]) konstruierten Proportionalzähler verwendet. Dabei können nicht nur Messungen am aktiven Niederschlag, sondern an emanationshaltiger Luft direkt ausgeführt werden. Direkte Messungen an emanationshaltiger Luft dürften deshalb interessant und erfolgversprechend sein, weil J. A. Bearden[3]) im Verlauf anderer Untersuchungen zeigen konnte, daß die Luft seines Arbeitszimmers 32 α-Teilchen pro 100 ccm und pro Stunde emittierte, während dasselbe Volumen Stickstoff in der gleichen Zeit nur drei α-Teilchen ergab.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden teilweise mit Apparaten ausgeführt, die die Notgemeinschaft Herrn Priv.-Doz. Dr. B. Rajewsky zur Verfügung gestellt hat, wofür auch an dieser Stelle bestens gedankt sei. Herrn Dr. Rajewsky gilt ebenfalls mein Dank für stetes Interesse und fördernde Diskussionen.

1) G. v. Hevesy, l. c.
2) H. Klarmann, Zeitschr. f. Phys. **87**, 411, 1934.
3) J. A. Bearden, Rev. of Scient. Instr. **4**, 271, 1933.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut für physikalische Grundlagen der Medizin.

(Eingegangen 21. Juli 1934.)

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Budapest Dr. Béla Lengyel für chemische Thermodynamik.

Ernannt: Professor Dr. Ing. Ludwig Wolf in London (früher an der Universität Berlin), zum Direktor des Institutes für Chemie und Technologie an der Andhra-Universität in Waltair Brit.-Ind., der beamtete a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Walter Bauersfeld zum ersten Geschäftsführer der Carl Zeiss-Stiftung (anstelle des zurückgetretenen Professors der Physik Dr. Rudolf Straubel), der Privatdozent für Chemie, mit Lehrauftrag für chemische Technologie an der Universität Hamburg Dr. Ernst Jantzen zum a. o. Professor ebenda, der Professor für Physik in Heidelberg Dr. Walter Bothe zum Direktor des Instituts für Physik am Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung daselbst, der a. o. Professor an der Universität Würzburg Dr. Siegfried Skraup zum ord. Professor für Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Ankara.

Gestorben: Der Privatdozent für Radiologie an der Universität Wien Professor Dr. Albert Fernau, der frühere ord. Honorarprofessor der Elektrotechnik an der Universität Heidelberg Geh. Ober-Postrat Präsident a. D. Dr. phil. Dr. ing. Karl Strecker.

Die **Hauptversammlung des Deutschen Verbandes für die Materialprüfungen der Technik (VDM)** findet vom 18. bis 20. Oktober 1934 in Stuttgart statt.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.